



**HAL**  
open science

# Spectroscopie Brillouin des micro et nanofils optiques de silice

Adrien Godet

► **To cite this version:**

Adrien Godet. Spectroscopie Brillouin des micro et nanofils optiques de silice. Optique [physics.optics]. Université Bourgogne Franche-Comté, 2018. Français. NNT : 2018UBFCD067 . tel-02294285

**HAL Id: tel-02294285**

**<https://theses.hal.science/tel-02294285>**

Submitted on 23 Sep 2019

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

**THÈSE DE DOCTORAT DE L'ÉTABLISSEMENT UNIVERSITÉ BOURGOGNE FRANCHE-COMTÉ**

**PRÉPARÉE À L'UNIVERSITÉ DE FRANCHE-COMTÉ**

École doctorale n°37  
Sciences Pour l'Ingénieur et Microtechniques

Doctorat d'Optique et Photonique

par

**ADRIEN GODET**

**Spectroscopie Brillouin de micro et nanofils optiques de silice**

Thèse présentée et soutenue à Besançon, le 19 décembre 2018

Composition du Jury :

BERNAL MARIA-PILAR	Directeur de recherche CNRS, FEMTO-ST	Présidente
BESNARD PASCAL	Professeur, ENSSAT, Lannion	Rapporteur
JAOUËN YVES	Professeur, Télécom ParisTech, Paris	Rapporteur
QUIQUEMPOIS YVES	Professeur, Université de Lille	Examineur
PHAN HUY KIEN	Maître de conférences, Université de Franche-Comté	Directeur de thèse
BEUGNOT JEAN-CHARLES	Chargé de recherche CNRS, FEMTO-ST	Co-directeur de thèse
SYLVESTRE THIBAUT	Directeur de recherche CNRS, FEMTO-ST	Co-directeur de thèse
LEBRUN SYLVIE	Maître de conférences, Institut d'Optique, Palaiseau	Invitée



**Titre :** Spectroscopie Brillouin de micro et nanofils optiques de silice

**Mots-clés :** Microfils optiques, fibres optiques, diffusion Brillouin, spectroscopie, contrainte-déformation, élasticité non-linéaire.

**Résumé :**

Cette thèse de doctorat porte sur la conception et la fabrication de microfils optiques de silice par la technique de fusion et d'étirage de fibres optiques standards, ainsi qu'une étude détaillée de leurs propriétés élastiques par spectroscopie Brillouin. Nous apportons une description complète, théorique et expérimentale, des spectres Brillouin rétro-diffusés par les microfils, révélant ainsi l'existence de plusieurs familles d'ondes élastiques, telles que les ondes hybrides et surfaciques, ainsi que de nombreux anti-croisements. En exploitant l'ensemble de ces propriétés élastiques, nous démontrons ensuite une technique de mesure optique, simple et non-destructive, du diamètre des microfils et de leur uniformité, avec une très grande précision et une sensibilité de quelques nanomètres, comparable aux techniques conventionnelles comme la microscopie électronique à balayage.

Nous réalisons en supplément une cartographie des ondes élastiques le long des microfils optiques par la technique de corrélation Brillouin de phase. Une autre étude majeure de cette thèse porte sur la dépendance du spectre Brillouin en fonction d'une déformation axiale des microfils optiques qui présentent une très grande élasticité et des coefficients de contraintes élevés. Pour la première fois à notre connaissance, nous avons observé l'effet des non-linéarités des constantes élastiques de la silice dans un microfil optique fortement déformé sur les coefficients de contraintes. L'ensemble de ces travaux représente une étude fondamentale du processus de diffusion Brillouin dans les microfils optiques et permet également d'ouvrir la voie aux développements de dispositifs photoniques compacts dans le domaine des capteurs et des télécommunications.

**Title:** Brillouin spectroscopy of silica optical micro and nanofibers

**Keywords:** Optical microwires, microfibers, fiber tapers, Brillouin scattering, spectroscopy, stress-strain sensing, nonlinear elasticity.

**Abstract:**

This thesis reports the design and fabrication of subwavelength-diameter silica optical fibers, also known as optical micro and nanowires. These hair-like slivers of glass, manufactured by tapering optical fibers down to a size hundred times smaller than a strand of human hair, have a number of optical and mechanical properties that make them very attractive for both fundamental physics and technological applications. In addition to providing strong light confinement and enhanced nonlinear optical effects, they exhibit a large evanescent field, enabling applications not currently possible with comparatively bulky optical fibers. We here explore their elastic properties through Brillouin spectroscopy. We specifically provide a complete description, both theoretically and experimentally, of the backward Brillouin spectra including the observation of both bulk hybrid and surface acoustic waves with many anti-crossings. A very good

agreement is found between numerical simulations of the elastodynamics equation and the experimental Brillouin spectra for a wide range of wire diameters. From this study, we demonstrate a simple and non-destructive in-situ technique for measuring the diameter of these ultra-thin fibers and their uniformity with a high sensitivity of a few nanometers only. A distributed measurement of both the surface and hybrid acoustic waves along an optical microwire was then performed using Brillouin optical correlation technique. We further investigate the tensile strain dependence of Brillouin scattering in optical microwires and report, for the first time to our knowledge, evidence of a strong elasticity and non-linearity of the elastic constants of silica. This thesis therefore demonstrates that optical microwires can find various potential applications for strain optical sensing.





# REMERCIEMENTS

Ces travaux de thèse se sont déroulés en trois ans au sein du département Optique de l'institut de recherche FEMTO-ST à Besançon. Ainsi, ils sont le fruit de collaborations et d'échanges avec plusieurs personnes dont je souhaite exprimer ici toute ma reconnaissance.

Je voudrais tout d'abord remercier mon directeur de thèse Kien PHAN HUY et mes co-encadrants Jean-Charles BEUGNOT et Thibaut SYLVESTRE pour leur confiance en m'accordant ce sujet de thèse original et passionnant sur les microfils optiques et dont l'étude sur la diffusion Brillouin promet bien encore des surprises. Je vous remercie sincèrement pour votre encadrement, votre soutien, votre patience et votre disponibilité tout au long de ces trois années et ce, chacun à votre manière.

Je souhaiterais remercier les membres du jury qui ont gentiment accepté d'expertiser mes travaux de thèse, à savoir les rapporteurs Pascal BESNARD et Yves JAOUËN, l'examineur Yves QUIQUEMPOIS, l'invitée Sylvie LEBRUN, ainsi que la présidente du jury Maria-Pilar BERNAL.

Je tiens également à exprimer mes sincères remerciements et amitiés à Abdoulaye, Vincent et Jacques, qui m'ont accompagné l'un après l'autre sur ce sujet de thèse et qui ont permis entre autres, d'améliorer le banc de fabrication et les méthodes de transfert et de mise en boîte des microfils. Les résultats n'auraient pas été aussi bien valorisés sans leurs contributions précieuses.

Je voudrais exprimer toute ma sympathie à l'équipe ONL dans laquelle j'ai beaucoup apprécié l'ambiance et l'environnement de travail. Je remercie notamment mes anciens collègues de bureau, Moïse et Vincent, ainsi que tous ceux qui m'ont soutenu ou qui ont participé de près ou de loin au projet de recherche. Je tiens à remercier également Joël, Séverine et Tintu pour leur bon accueil à mon arrivée dans l'équipe.

Je remercie également Marina, Cyril et Roland de la plateforme Mimento pour leurs aides et disponibilités sur la caractérisation de nos microfils optiques en salle blanche. Un grand merci à Miguel pour les mesures AFM et à Manu pour l'usinage des boîtiers de protection. Je tiens aussi à remercier Sarah, Aline et Valérie pour toutes les tâches et gestions administratives réalisées au cours de ma thèse.

En dehors de FEMTO-ST, je voudrais remercier Gilles PAULIAT, Sylvie LEBRUN, Abderahim AZZOUNE et Maha BOUHADIDA du Laboratoire Charles-Fabry de l'Institut d'Optique, Christian LARAT et Laurent DIVAY de Thales-TRT, ainsi que Luc THEVENAZ et Desmond CHOW, de l'École Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL) avec qui nous avons collaboré et échangé sur la caractérisation des microfils optiques.

Pour finir, je remercie ma famille et ma belle-famille qui m'ont vivement encouragé malgré la distance. Enfin, je tiens à remercier ma compagne Angy et ma fille Swann, pour le soutien et la motivation sans relâche qu'elles m'ont apportés durant cette thèse.



*“On ne va jamais aussi loin que lorsqu’on ne sait pas où l’on va.”*

*Christophe Colomb*



# SOMMAIRE

<b>Liste des symboles et acronymes</b>	<b>1</b>
<b>Introduction</b>	<b>3</b>
<b>1 Les microfils optiques</b>	<b>7</b>
1.1 Présentation des microfils optiques . . . . .	7
1.1.1 Définition . . . . .	7
1.1.2 Applications . . . . .	8
1.2 Propriétés des microfils optiques . . . . .	9
1.2.1 Modes de propagation . . . . .	9
1.2.2 Champ évanescent et confinement de la lumière . . . . .	11
1.2.3 Fonction de la région des transitions . . . . .	12
1.3 Fabrication des microfils optiques . . . . .	16
1.3.1 Principe de l'étirage des fibres optiques . . . . .	16
1.3.2 Le système de fabrication : Balayage de la fibre à flamme fixe . . . . .	19
1.3.3 Modèle de la fabrication . . . . .	20
1.3.3.1 Calcul du profil de la fibre effilée . . . . .	21
1.3.3.2 Trajectoire du balayage . . . . .	24
1.3.3.3 Limites sur le choix des paramètres . . . . .	26
1.3.4 Présentation du banc d'étirage . . . . .	27
1.4 Contrôle et validation de la fabrication . . . . .	30
1.4.1 Imagerie des microfils . . . . .	30
1.4.1.1 Microscope binoculaire . . . . .	30
1.4.1.2 Imagerie MEB . . . . .	32
1.4.2 Qualité des microfils . . . . .	33
1.4.3 Mesure du signal de transmission pendant l'étirage . . . . .	35
1.5 Conclusion du chapitre . . . . .	38
<b>2 La diffusion Brillouin dans les microfils optiques</b>	<b>39</b>
2.1 Rappels sur la diffusion Brillouin dans les fibres optiques standards . . . . .	39

2.1.1	Diffusion de la lumière . . . . .	39
2.1.2	Description générale de la diffusion Brillouin . . . . .	41
2.1.3	La diffusion Brillouin dans différents types de fibres . . . . .	44
2.2	Diffusion Brillouin dans les microfils optiques . . . . .	45
2.2.1	Modèle théorique : Modèle analytique et simulation numérique . . . . .	46
2.2.1.1	Le modèle analytique . . . . .	47
2.2.1.2	Le modèle numérique . . . . .	52
2.2.1.3	Spectre Brillouin le long d'une fibre effilée . . . . .	55
2.2.2	Mesures expérimentales de spectres Brillouin rétrodiffusés . . . . .	57
2.2.3	Montage expérimental : La détection hétérodyne . . . . .	57
2.2.4	Mesures spectrales et identification des modes de résonances . . . . .	58
2.3	Détermination du diamètre des microfils optiques par spectroscopie Brillouin . . . . .	61
2.3.1	État de l'art sur les mesures de diamètres micrométriques . . . . .	61
2.3.2	La sensibilité du spectre de rétrodiffusion Brillouin . . . . .	62
2.3.3	Résultats des mesures . . . . .	64
2.3.4	Estimation de l'uniformité globale du microfil . . . . .	66
2.4	Mesures distribuées des spectres Brillouin dans la fibre effilée . . . . .	70
2.4.1	Principe . . . . .	70
2.4.2	Montage expérimental pour les mesures Brillouin distribuées par corrélation de phase . . . . .	71
2.4.3	Résultats . . . . .	73
2.5	Conclusion du chapitre . . . . .	75
<b>3</b>	<b>Étude de la déformation du microfil optique</b> . . . . .	<b>77</b>
3.1	État de l'art . . . . .	77
3.2	Déformation du microfil . . . . .	78
3.2.1	Calcul de la déformation du microfil en fonction de l'allongement de la fibre optique effilée . . . . .	78
3.2.1.1	Principe de la déformation . . . . .	78
3.2.1.2	Calcul de la déformation avec la Loi de Hooke . . . . .	80
3.2.1.3	Modélisation de la déformation . . . . .	80
3.2.2	Vérifications expérimentales de la déformation . . . . .	83
3.3	Spectres Brillouin en fonction d'une déformation axiale . . . . .	85
3.3.1	Protocole expérimental . . . . .	85
3.3.2	Résultats expérimentaux . . . . .	86
3.4	Coefficients élastiques de la silice du troisième ordre . . . . .	90

3.4.1	Tenseur des contraintes . . . . .	90
3.4.2	Résolution statique . . . . .	92
3.4.3	Résolution dynamique . . . . .	94
3.5	Résolution numérique . . . . .	96
3.6	Conclusion du chapitre . . . . .	98
	<b>Conclusion générale et perspectives</b>	<b>101</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>111</b>
	<b>I Annexes</b>	<b>123</b>
	<b>A Expression du tenseur des contraintes dynamiques</b>	<b>125</b>
	<b>B Calcul analytique de la non-linéarité acoustique</b>	<b>127</b>





# LISTE DES SYMBOLES ET ACRONYMES

	<b>Signification Anglaise</b>	<b>Signification Française</b>
$\beta$	Propagation constant	Constante de propagation
$d_{MF}$	Microwire diameter	Diamètre du microfil
$\epsilon_{ij}$	Strain tensor	Tenseur des déformations
$L_{MF}$	Microwire length	Longueur du microfil
$L_{TR}$	Transition length	Longueur de la transition
$L_{Tot}$	Tapered fiber length	Longueur de la fibre effilée
$\lambda_p$	Optical wavelength	Longueur d'onde optique
$\nu_B$	Brillouin frequency	Fréquence Brillouin
$n_{eff}$	Refractive effective index	Indice de réfraction effectif
$\rho$	Density	Densité
$T_{ij}$	Stress tensor	Tenseur des contraintes
$V_L$	Longitudinal acoustic velocity	Vitesse acoustique longitudinale
$V_T$	Transverse acoustic velocity	Vitesse acoustique transversale
$V_R$	Rayleigh acoustic velocity	Vitesse acoustique de Rayleigh
$\omega$	Angular frequency	Fréquence angulaire
<b>EDFA</b>	Erbium Doped Fiber Amplifier	Amplificateur à fibre dopée erbium
<b>ESA</b>	Electrical Spectrum Analyzer	Analyseur de spectre électrique
<b>FBG</b>	Fiber Bragg Grating	Filtre de Bragg
<b>FIB</b>	Focused Ion Beam	Sonde ionique focalisée
<b>HAW</b>	Hybrid Acoustic Wave	Onde acoustique hybride
<b>L(0,x)</b>	Longitudinal acoustic mode	Mode acoustique longitudinal
<b>MEB</b>	Scanning Electron Microscope	Microscope Electronique à Balayage
<b>OSA</b>	Optical Spectrum Analyzer	Analyseur de spectre optique
<b>SAW</b>	Surface Acoustic Wave	Onde acoustique de surface
<b>SMF</b>	Single Mode Fiber	Fibre monomode
<b>SOA</b>	Semiconductor Optical Amplifier	Amplificateur optique à semi-conducteur
<b>TR(2,1)</b>	First torso-radial acoustic mode	Premier mode acoustique torso-radial



# INTRODUCTION

Les micro-nanofils optiques sont des guides d'onde lumineux cylindriques dont la dimension transverse est de l'ordre du micromètre voire de la centaine de nanomètres. Depuis une trentaine d'années, ils suscitent de nombreux intérêts dans le secteur de la recherche scientifique et de l'ingénierie. En effet, ils font l'objet de nombreuses propriétés optiques, acoustiques et mécaniques. D'une part, ils peuvent confiner étroitement la lumière à l'intérieur du guide et permettent ainsi d'observer des effets non-linéaires sur de courtes distances et à faible puissance. D'autre part, ils peuvent produire un large champ évanescent de la lumière se propageant à l'extérieur du guide et devenant ultra-sensible au milieu environnant. L'exploitation de ces propriétés a permis de fonctionnaliser les microfils optiques en développant des composants photoniques tels que des résonateurs, des interféromètres, des lasers et des capteurs. Les microfils sont fabriqués en amincissant des fibres optiques standards par une technique de fusion et d'étirage [1, 2], donnant ainsi l'avantage d'être interconnectés avec des dispositifs fibrés et à faibles pertes [3, 4].

Parallèlement à ces travaux, la diffusion Brillouin est largement étudiée dans diverses fibres optiques [5]. Ce type de diffusion provient des interactions entre la lumière et les ondes acoustiques d'origine thermique [6]. Parmi les fibres étudiées, il a été montré que les fibres optiques microstructurées à petits coeurs, telles que les fibres à cristaux photoniques (PCFs), permettent de confiner fortement à la fois la lumière et les ondes acoustiques. Cette propriété donne lieu à la génération de multiples fréquences de résonance Brillouin, issues de mélange hybride entre les ondes acoustiques de compression et de cisaillement [7]. Cette observation était inédite car une fibre optique standard autorise seulement la propagation d'ondes mécaniques de compression représentées par une unique fréquence Brillouin.

Cependant, l'étude de la diffusion Brillouin dans les microfils optiques est très peu présente dans la littérature. À la fin des années 90, Heuer et Menzel ont reporté la réalisation d'un miroir à conjugaison de phase par la diffusion Brillouin dans une fibre optique amincie à une vingtaine de micromètres [8]. En 2008, Kang *et al.* ont reporté le processus de diffusion Brillouin vers l'avant en excitant les ondes de cisaillement, telles que les modes radiaux et torso-radiaux dans des microfils de quelques micromètres de diamètre [9]. La première investigation théorique et expérimentale complète de la rétrodiffusion Brillouin a eu lieu en 2014 à l'institut FEMTO-ST de Besançon [10]. Une distribution spectrale multi-résonante avec des ondes acoustiques similaires au cas des PCFs à petits coeurs a été mise en évidence. Cette découverte ouvrait une nouvelle voie pour exploiter ces différentes ondes acoustiques dans le domaine des capteurs ou des lasers.

C'est dans ce contexte que s'inscrit cette thèse de doctorat qui a deux objectifs principaux. Le premier est la conception et le développement d'un banc de fabrication de microfils<sup>1</sup> pour produire des échantillons à volonté, de manière reproductible et à faibles

---

1. Le banc est complémentaire à celui existant à l'Institut d'Optique.

perdes. Le deuxième objectif concerne l'investigation théorique et expérimentale plus poussée de la rétrodiffusion Brillouin dans ces guides d'onde micro et nanométriques. Cette étude vise à exploiter les propriétés acoustiques et la richesse spectrale pour concevoir différentes applications telles que les capteurs par exemple. Cette thèse est inscrite dans le projet de recherche FAMOUS<sup>2</sup> de la Région Bourgogne Franche-Comté. Celui-ci met en avant l'équipe ONL<sup>3</sup> de l'institut de recherche FEMTO-ST, dans lequel se déroule cette thèse, en collaboration avec le laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique à Palaiseau. Au cours des travaux, cette thèse a permis également d'obtenir un projet de recherche ANR sur la fonctionnalisation des microfils optiques<sup>4</sup> en collaboration avec l'Institut d'Optique et Thalès. De plus, nous avons bénéficié d'une collaboration étroite avec le groupe Fibre Optique, dirigé par le Pr. Luc Thévenaz, de l'EPFL<sup>5</sup>. L'accomplissement de ces objectifs dans ce manuscrit de thèse est divisé en trois chapitres.

Le premier chapitre de cette thèse portera sur les microfils optiques. Nous commencerons par définir les caractéristiques géométriques et optiques de ces guides d'onde. Ensuite, nous présenterons le principe de fabrication des microfils, qui est basé sur l'étrépage contrôlé des fibres optiques standards dans le but d'amincir le diamètre jusqu'à une centaine de nanomètres de manière uniforme et sur une longueur souhaitée. Pour cela, nous verrons en détail la technique d'étrépage permettant d'obtenir cette géométrie. Nous décrirons également le banc de fabrication que nous avons mis en œuvre. Nous finirons ce chapitre par caractériser et valider le montage de ce banc pour respecter les conditions de reproductibilité et de faibles pertes.

Le deuxième chapitre présentera la rétrodiffusion Brillouin dans les microfils optiques. Après un bref rappel du principe de cette diffusion, nous décrirons les modèles théoriques (analytique et numérique) pour comprendre l'origine du spectre multi-résonants qui fait intervenir des ondes acoustiques hybrides et de surface. Nous verrons par la suite que ces différentes résonances acoustiques étendues sur une grande plage de fréquences permet d'obtenir une caractérisation complète et très sensible du diamètre et de l'uniformité des microfils optiques. De plus, cette méthode est très avantageuse dans le sens où elle est toute optique et nécessite aucune manipulation de l'échantillon après leur fabrication. Nous terminerons ce chapitre en présentant les premières mesures distribuées du spectre Brillouin multi-résonant effectuées le long d'une fibre effilée. Cette expérience a été réalisée à l'EPFL avec nos échantillons dans le cadre d'une collaboration.

Le troisième chapitre portera principalement sur l'étude de la déformation du microfil par la mesure du spectre de rétrodiffusion Brillouin. Du fait de la géométrie irrégulière de la fibre effilée, nous proposerons tout d'abord un modèle théorique pour calculer la déformation du microfil en fonction de la déformation totale de la fibre effilée. Ensuite, nous verrons que les décalages des fréquences Brillouin en fonction de la déformation ne sont pas similaires à une fibre standard et ne peuvent pas être prédits par un modèle usuel. Nous en déduisons que sous l'effet d'une forte contrainte longitudinale, le comportement du spectre Brillouin est la signature de la non-linéarité élastique de la silice. Par cette analyse, nous présenterons un modèle théorique basé sur la décomposition au troisième ordre du tenseur élastique. Les résultats de ce modèle nous permettront de prédire avec succès les décalages des fréquences Brillouin observés.

---

2. FABrication de Microfils Optiques : étUdes et applications aux lasers et capteurS.

3. Équipe Optique Non-Linéaire du département Optique.

4. ANR FunFlim : FUunctionalization of tapered NanoFibres for Inline Light Manipulation.

5. École Polytechnique Fédérale de Lausanne située en Suisse.

Nous concluons cette thèse en rappelant les résultats marquants de ces travaux. Nous évoquerons certaines améliorations à effectuer notamment sur le banc de fabrication. Par ailleurs, nous proposerons des perspectives axées sur l'utilisation et l'exploitation des propriétés des micro-nanofils optiques et de la diffusion Brillouin pour ouvrir la voie à de nouveaux champs d'application et de recherche.

Ces travaux de thèse ont fait l'objet de plusieurs publications nationales et internationales, listées dans le paragraphe suivant.

## PUBLICATIONS DE L'AUTEUR

### ARTICLES

1. A. Godet, A. Ndao, T. Sylvestre, V. Pêcheur, S. Lebrun, G. Pauliat, J.-C. Beugnot, K. Phan Huy, "Brillouin spectroscopy of optical microfibers and nanofibers", *Optica* **4**, 1232-1238 (2017).
2. D. Chow, J.-C. Beugnot, A. Godet, K. Phan Huy, M. A. Soto, L. Thévenaz, "Local activation of surface and hybrid acoustic waves in optical microwires", *Optics Letters* **43**, 1487-1490 (2018).
3. K. Phan Huy, A. Godet, T. Sylvestre, J.-C. Beugnot, "Brillouin phonon cooling by electrooptic feedback," arXiv :1708.09220v2.

### CONFÉRENCES NATIONALES ET INTERNATIONALES

1. J.-C. Beugnot, V. Pêcheur, J. Chrétien, A. Godet, T. Sylvestre, K. Phan Huy, "Temperature dependence of Brillouin scattering in tapered optical fiber," European Optical Society Biennial Meeting (EOSAM) 2018, Delft, 8-12 octobre 2018.
2. A. Godet, J.-C. Beugnot, J. Chrétien, A. Ndao, V. Pêcheur, T. Sylvestre, K. Phan Huy, "Brillouin fiber spectrometer for metrology of silica tapered optical fiber," European Optical Society Biennial Meeting (EOSAM) 2018, Delft, 8-12 octobre 2018.
3. A. Godet, J.-C. Beugnot, A. Ndao, V. Pêcheur, K. Phan Huy, and T. Sylvestre, "Brillouin reflectometry of optical microfibers," in *Advanced Photonics 2018 (BGPP, IPR, NP, NOMA, Sensors, Networks, SPPCom, SOF)*, 2-6 July 2018, Zurich, Switzerland, (Optical Society of America, 2018), paper SoW3H.4.
4. A. Godet, A. Ndao, V. Pêcheur, S. Lebrun, G. Pauliat, T. Sylvestre, J.-C. Beugnot, K. Phan Huy, "Diameter and tensile strain measurements of optical nanofibers using Brillouin reflectometry," *Proc. SPIE 10681, Micro-Structured and Specialty Optical Fibres V*, 106810K (9 May 2018).
5. A. Azzoune, J.-C. Beugnot, L. Divay, A. Godet, C. Larat, S. Lebrun, A. Ndao, G. Pauliat, V. Pêcheur, K. Phan Huy and T. Sylvestre, "Optical and opto-acoustical metrology of silica tapered fibers for nonlinear applications" in "Optics & Photonics Japan 2017", University of Tsukuba Tokyo Campus Tokyo, Tokyo Japan, PL3, oct. 2017.
6. T. Sylvestre, J. C. Tchahame, A. Godet, K. Phan Huy, V. Laude and J.-C. Beugnot, "Surface Brillouin scattering in optical microfibers," 2017 Conference on Lasers and Electro-Optics Pacific Rim (CLEO-PR), Invited paper, Singapore, 2017, pp. 1-3.

7. A. Godet, A. Ndao, T. Sylvestre, S. Lebrun, G. Pauliat, J.-C. Beugnot, K. Phan Huy, "Metrology of optical microwires by Brillouin spectroscopy," 2nd Workshop on optomechanics on Brillouin scattering : Applications and Technologies (WOMBAT), Besançon, 3-5 juillet 2017.
8. D. Chow, M. A. Soto, A. Godet, K. Phan Huy, T. Sylvestre, J.-C. Beugnot, V. Laude, L. Thévenaz, "Locating Auxiliary Elastic Resonances in Silica Microwires," 2nd Workshop on optomechanics on Brillouin scattering : Applications and Technologies (WOMBAT), Besançon, 3-5 juillet 2017.
9. A. Godet, A. Ndao, T. Sylvestre, S. Lebrun, G. Pauliat, J.-C. Beugnot, and K. Phan Huy, "Tensile strain dependence of Brillouin scattering in tapered optical fibers," in 2017 European Conference on Lasers and Electro-Optics and European Quantum Electronics Conference, (Optical Society of America, 2017), paper CH\_8\_4.
10. A. Godet, A. Ndao, T. Sylvestre, J.-C. Beugnot, K. Phan Huy, "Highly sensitive measurement of submicron waveguides based on Brillouin scattering," Proc. SPIE 10110, Photonic Instrumentation Engineering IV, 1011009 (Photonics West, San Francisco, USA, February 20, 2017).
11. T. Sylvestre, J. C. Tchahame Nougnihi, A. Godet, K. Phan Huy, V. Laude, J.-C. Beugnot, "Surface Brillouin scattering in optical nanofibers," 9th International Conference on Optics and Photonics, Ninh Binh city, novembre 2016 (Invité).
12. J.-C. Beugnot, C. Jeannin, J. C. Tchahame Nougnihi, A. Godet, A. Ndao, T. Sylvestre, R. Ahmad, M. Rochette, "Temperature and strain dependence of Brillouin frequency shift in polymer-coated chalcogenide optical microwires," 1st International Conference on Optics, Photonics & Materials, Nice, octobre 2016 (Invité).

## SÉMINAIRES

1. A. Godet, A. Ndao, J.-C. Beugnot, T. Sylvestre, S. Lebrun, G. Pauliat, K. Phan Huy, "Fabrication and characterization of optical microwires", ND-PHOT meeting 2016, Palma de Majorque, octobre 2016.
2. A. Godet, A. Ndao, J.-C. Beugnot, T. Sylvestre, S. Lebrun, G. Pauliat, K. Phan Huy, "Metrology of optical microwires by Brillouin spectroscopy", SMYLE, Neuchâtel, septembre 2016.

## RENCONTRES THÉMATIQUES

1. A. Godet, A. Ndao, J.-C. Beugnot, T. Sylvestre, S. Lebrun, G. Pauliat, K. Phan Huy, "Metrology of optical microwires by Brillouin spectroscopy," GDR Ondes, Besançon, septembre 2016.
2. A. Godet, A. Ndao, J.-C. Beugnot, T. Sylvestre, S. Lebrun, G. Pauliat, K. Phan Huy, "Metrology of optical microwires by Brillouin spectroscopy," GDR Mécanique quantique, Paris, septembre 2016.

# LES MICROFILS OPTIQUES

## 1.1/ PRÉSENTATION DES MICROFILS OPTIQUES

### 1.1.1/ DÉFINITION

Un microfil optique de silice est un guide d'onde lumineux cylindrique, de dimension transverse micrométrique voire nanométrique. Il est fabriqué en chauffant et étirant des fibres optiques standards utilisées dans les télécoms [1, 3]. L'étirage de la fibre à chaud donne lieu à l'amincissement du diamètre et la naissance de trois zones distinctes, le microfil et les deux transitions de part et d'autre, comme le montre la Figure 1.1a. Le microfil est la partie centrale où le diamètre est le plus fin et uniforme. Les transitions (ou *tapers* en anglais) relient les extrémités du microfil à la fibre standard et assurent le transfert de la puissance lumineuse. Ces trois zones forment une fibre effilée. La réduction conséquente du diamètre implique que le cœur dopé de la fibre standard devient négligeable pour le microfil. Par conséquent, le guidage de la lumière dans le microfil se fait grâce à la différence d'indice de réfraction entre la silice et l'air environnant.

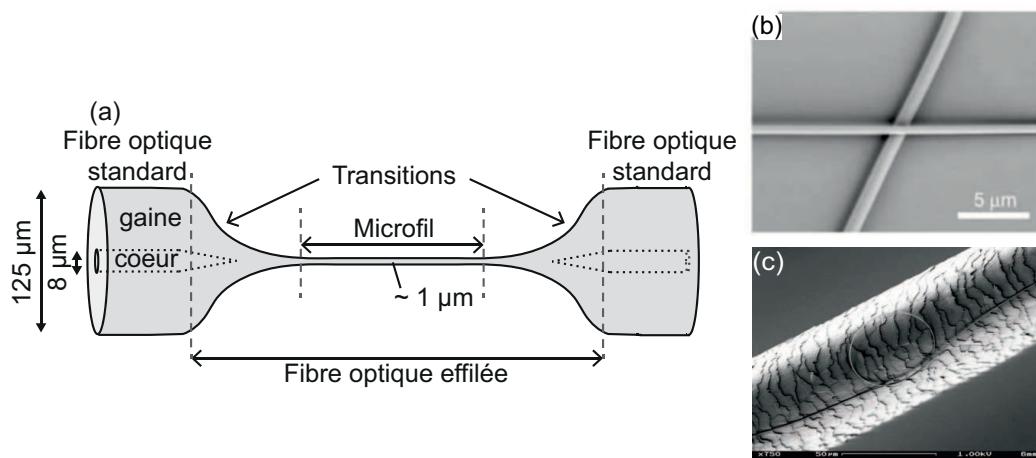


FIGURE 1.1 – (a) Schéma d'une fibre optique effilée contenant le microfil. (b) Image MEB de deux microfils croisés de 570 nm et 1100 nm de diamètre [3]. (c) Image MEB d'un microfil noué de 500 nm de diamètre sur un cheveu humain d'environ 60 µm de diamètre [11].

La Figure 1.1b représente une image prise au microscope électronique à balayage (MEB)



de deux microfils de silice croisés de 570 nm et 1100 nm de diamètre. Cette image, issue de l'article publié par Tong *et al* dans Nature en 2003 [3], montre l'extraordinaire uniformité de ces guides d'ondes optiques micrométriques. La Figure 1.1c montre une image MEB d'un microfil de silice de 500 nm de diamètre noué et placé sur un cheveux humain. Cette image, venant d'un ouvrage du même auteur [11], illustre la dimension infime de l'objet d'étude et la très grande flexibilité et résistance mécanique.

### 1.1.2/ APPLICATIONS

Du fait de leur diamètre allant de la centaine de nanomètres à quelques micromètres, les microfils offrent de nombreuses propriétés optiques. Ainsi, il est possible selon la configuration, de confiner fortement la lumière à l'intérieur du guide, ou à l'inverse, de produire un large champ évanescent se propageant à l'extérieur [12, 13]. Par ses propriétés, les domaines d'applications des fibres effilées et des microfils optiques sont larges et variés. Un résumé des fonctionnalités possibles est présenté sur le tableau de la Figure 1.2.

Le confinement intense de la lumière dans un microfil permet de produire des effets non-linéaires à une faible puissance crête comparée à une fibre optique conventionnelle. On reporte principalement la génération de supercontinuum [14, 15, 16] et la génération d'harmonique [17, 18]. Le fort confinement permet également de courber le microfil sans pertes optiques significatives. Ce degré de liberté ajoute un potentiel majeur dans l'intégration des microfils optiques dans des circuits et dispositifs compacts [19].

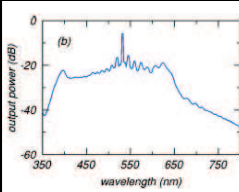
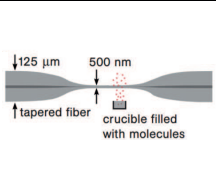
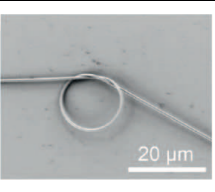
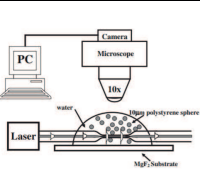
Confinement	Champ évanescent		
Optique non-linéaire	Capteurs	Résonateurs	Manipulation optique
 <p>Leon-Saval <i>et al.</i></p>	 <p>Warken <i>et al.</i></p>	 <p>Tong <i>et al.</i></p>	 <p>Murugan <i>et al.</i></p>
<ul style="list-style-type: none"> <li>- Supercontinuum</li> <li>- Génération d'harmoniques</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Humidité</li> <li>- Bio-chimiques</li> <li>- Fluides</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Lasers</li> <li>- Filtres optiques</li> <li>- Capteurs</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Manipulation de particules</li> <li>- Manipulation d'atomes</li> </ul>

FIGURE 1.2 – Tableau présentant les propriétés des microfils optiques et leurs applications respectives. Leon-Saval *et al.* [15], Warken *et al.* [20], Tong *et al.* [3], Murugan *et al.* [21].

Lorsque le diamètre du microfil est comparable ou plus petit que la longueur d'onde optique, le champ évanescent se caractérise par une fraction non-négligeable de la puissance lumineuse se propageant à l'extérieur du guide. Par conséquent, il interagit avec l'environnement extérieur et peut affecter fortement la propagation de la lumière dans le microfil. Cette propriété est largement exploitée dans diverses applications telles que les capteurs bio-chimiques par la spectroscopie d'absorption [20] ou de fluorescence [22] de particules à la surface du microfil. On trouve également des capteurs sensibles à l'indice de réfraction extérieur pouvant mesurer le taux d'humidité [23, 24] ou la présence de

fluides (gaz, liquides) [25, 26, 27]. Les microfils aux dimensions sub-longueurs d'ondes optiques fournissent un fort champ évanescent à la surface avec un gradient spatial assez large pour être employé pour le piégeage et la manipulation d'atomes [28, 29, 30] ou de micro-nano particules [31, 21, 32] proches de la surface du guide. La flexibilité des microfils a permis aussi de développer des micro-résonateurs avec différentes géométries comme la boucle [33], le noeud [34], ou la bobine [35]. On a vu également apparaître des lasers en incorporant des matériaux actifs dans la cavité [36, 37], des filtres optiques [38], ou des capteurs [39, 40].

La région des transitions dans les fibres optiques effilées sont aussi fonctionnalisables pour filtrer ou contrôler la propagation des modes optiques d'ordres supérieurs [41, 42]. Selon la configuration, les transitions peuvent transmettre la puissance lumineuse avec de très faibles pertes [4], ce qui est d'un grand intérêt pour les interconnexions avec les fibres optiques conventionnelles, puisqu'aucun dispositif d'injection n'est nécessaire.

Comme nous pouvons le voir, les champs d'applications des microfils optiques sont nombreuses et variés grâce à leurs propriétés pouvant être maîtrisées selon l'utilisation. Dans la prochaine section, nous allons décrire de façon générale ces propriétés en introduisant tout d'abord les modes de propagation optiques, puis les propriétés de confinement et du champ évanescent de la lumière. Nous terminerons sur la fonctionnalité de la région des transitions qui permet de coupler dans le microfil la lumière provenant d'une fibre optique standard.

## 1.2/ PROPRIÉTÉS DES MICROFILS OPTIQUES

Nous allons présenter dans cette section les différentes propriétés optiques du microfil telles que les différents modes de propagations existants, l'évolution de la fraction de la lumière dans le microfil en fonction du diamètre, puis l'évolution du guidage optique entre la fibre optique standard et le microfil dans la région des transitions.

### 1.2.1/ MODES DE PROPAGATION

Le guidage de la lumière dans un microfil optique repose sur le principe de la réflexion totale interne. Nous considérons que le microfil est le coeur du guide d'onde, constitué simplement d'un barreau de silice de rayon  $a$  (nous noterons  $d = 2a$  le diamètre correspondant) et d'indice de réfraction  $n_1$ , comme illustré sur la Figure 1.3a. Cet indice est calculé à partir de la formule de dispersion de Sellmeier [43] et vaut 1,44 dans la silice à la longueur d'onde optique  $\lambda_p$  de 1550 nm. Le milieu environnant (*i.e.*, air, gaz, etc...) autour du microfil sert de gaine d'indice  $n_2$ . Dans notre étude, il ne s'agira que de l'air, par conséquent  $n_2$  vaut 1. Le profil d'indice est représenté par un saut d'indice en fonction du rayon sur la Figure 1.3b.

Les modes de propagation optiques sont caractérisés par leur constante de propagation  $\beta = n_{eff}k_0$ , où  $n_{eff}$  est l'indice de réfraction effectif associé à un mode optique dans le guide et  $k_0 = 2\pi/\lambda_p$  la constante de propagation dans le vide. Contrairement au cas des fibres optiques standards, l'approximation du guidage faible n'est plus applicable du fait de la grande différence d'indice de réfraction entre l'air et la silice. Les constantes  $\beta$  se calculent grâce aux équations de Maxwell [44, 45]. Ces modes sont le plus souvent hybrides  $HE_{vm}$  ou  $EH_{vm}$ , c'est à dire que toutes les composantes des champs électrique et

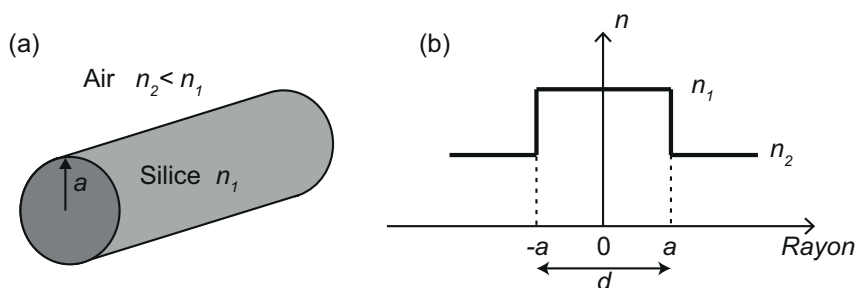


FIGURE 1.3 – (a) Schéma d'un barreau de silice de rayon  $a = d/2$  ( $d$  est le diamètre) et d'indice de réfraction  $n_1$  entouré d'air d'indice  $n_2$ . (b) Schéma correspondant au profil d'indice de réfraction du microfil.

magnétique sont non-nulles. Ils peuvent être également transverses magnétiques  $TM_{vm}$ , c'est à dire que le champ magnétique est nul dans la direction de propagation, ou bien transverses électriques  $TE_{vm}$  si le champ électrique est nul suivant cette même direction. Les indices  $v$  et  $m$  sont reliés respectivement aux dimensions radiale et azimutale du cylindre. Le mode optique fondamental est hybride et noté  $HE_{11}$ .

L'équation de dispersion des modes optiques hybrides  $HE_{vm}$  et  $EH_{vm}$  est donnée par [44]

$$\left\{ \frac{J'_v(U)}{UJ_v(U)} + \frac{K'_v(W)}{WK_v(W)} \right\} \left\{ \frac{J'_v(U)}{UJ_v(U)} + \frac{n_2^2}{n_1^2} \frac{K'_v(W)}{WK_v(W)} \right\} = \left( \frac{v\beta}{kn_1} \right)^2 \left( \frac{V}{UW} \right)^4. \quad (1.1)$$

Pour les modes  $TE_{0m}$ , l'équation est donnée par [44]

$$\frac{J_1(U)}{UJ_0(U)} + \frac{K_1(W)}{WK_0(W)} = 0, \quad (1.2)$$

et pour les modes  $TM_{0m}$  [44]

$$n_1^2 \frac{J_1(U)}{UJ_0(U)} + n_2^2 \frac{K_1(W)}{WK_0(W)} = 0, \quad (1.3)$$

avec  $J_v$  la fonction de Bessel de première espèce,  $K_v$  la fonction de Bessel modifiée de la seconde espèce et  $J'_v$  et  $K'_v$  sont leur dérivées respectives.  $U = \frac{d(k_0^2 n_1^2 - \beta^2)^{1/2}}{2}$ ,  $W = \frac{d(\beta^2 - k_0^2 n_2^2)^{1/2}}{2}$  et  $V = \frac{k_0 d(n_1^2 - n_2^2)^{1/2}}{2}$ . Le nombre  $V$  est un paramètre représentant la fréquence normalisée qui caractérise le nombre de modes optiques se propageant dans une fibre.

Les constantes de propagation  $\beta$  des modes optiques pour chaque équation sont généralement calculées numériquement. Nous représentons sur la Figure 1.4 l'évolution de l'indice effectif,  $n_{eff} = \beta/k_0$ , calculé à partir des équations (1.1 - 1.3) des six premiers modes optiques en fonction du diamètre  $d$  du cylindre normalisé à la longueur d'onde,  $d/\lambda_p^{-1}$  [46]. Nous avons également représenté cette évolution en fonction de la fréquence normalisée  $V$ .

1. Le calcul est issu d'un fichier Matlab "Optical Fibre Toolbox" créé par K. Karapetyan [46].

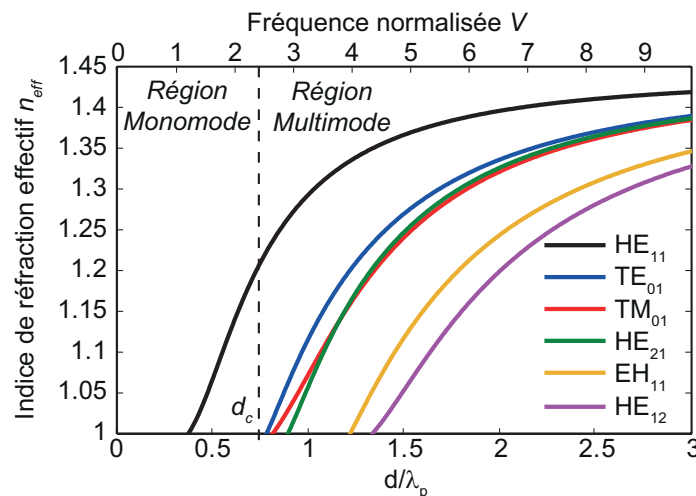


FIGURE 1.4 – Calcul des indices effectifs  $n_{eff}$  des modes optiques (courbes colorées) se propageant dans un barreau de silice en fonction du diamètre  $d$  normalisée à la longueur d'onde  $\lambda_p$  et de la fréquence normalisée  $V$ . En ligne pointillée, nous représentons le diamètre critique  $d_c$  pour le guidage monomode.

D'après ce graphique, tous les modes optiques, mis à part le fondamental, possèdent un diamètre de coupure en deçà duquel il ne sont plus guidés. Parmi ces modes, le  $TM_{01}$  a le diamètre de coupure le plus petit à environ 75 % de la longueur d'onde  $\lambda_p$ . Cette limite correspond à la fréquence normalisée  $V = 2,405$ . En deçà de cette valeur, seul le mode fondamental peut se propager dans le guide. Lorsque la valeur de  $V$  est supérieure à cette limite, le guide peut supporter plusieurs modes. Dans notre cas, à la longueur d'onde  $\lambda_p = 1550$  nm, la limite monomode/multimode correspond au diamètre critique  $d_c = 1,16$   $\mu\text{m}$ .

Par la suite, nous allons voir le comportement du profil d'intensité du mode optique fondamental  $HE_{11}$  en fonction du diamètre du microfil.

### 1.2.2/ CHAMP ÉVANESCENT ET CONFINEMENT DE LA LUMIÈRE

Le flux d'énergie de l'onde optique est caractérisé par le vecteur de Poynting  $\vec{S}$ . Dans les microfils optiques, l'énergie moyenne du flux est orientée sur l'axe du guide selon la composante  $z$ . On nomme  $S_{z1}$  et  $S_{z2}$  les vecteurs de Poynting à l'intérieur et à l'extérieur du guide<sup>2</sup>. Pour le cas du mode optique fondamental  $HE_{11}$ , ces composantes sont exprimées à partir de l'équation de propagation (1.1) et des composantes du champ électromagnétique  $\vec{H}$  et  $\vec{E}$  [44, 45]. Nous avons représenté sur la Figure 1.5 la simulation des profils d'intensité optique du mode  $HE_{11}$  en 3 dimensions pour un diamètre  $d$  de microfil de (a) 2  $\mu\text{m}$  et de (b) 0,8  $\mu\text{m}$  à la longueur d'onde  $\lambda_p$  de 1550 nm [46]. Le cylindre quadrillé noir représente la surface du microfil.

Lorsque le microfil possède un diamètre de 2  $\mu\text{m}$ , la grande majorité de la lumière est confinée dans le guide, tandis qu'une minorité se propage à l'extérieur par le pied

2. Le flux du vecteur de Poynting est défini à travers la surface normale à l'axe de la fibre.  $S_{z1}$  est défini à travers le disque de rayon  $a$  normal à  $z$  et  $S_{z2}$  à travers la surface extérieure à ce disque dans le plan normal à  $z$

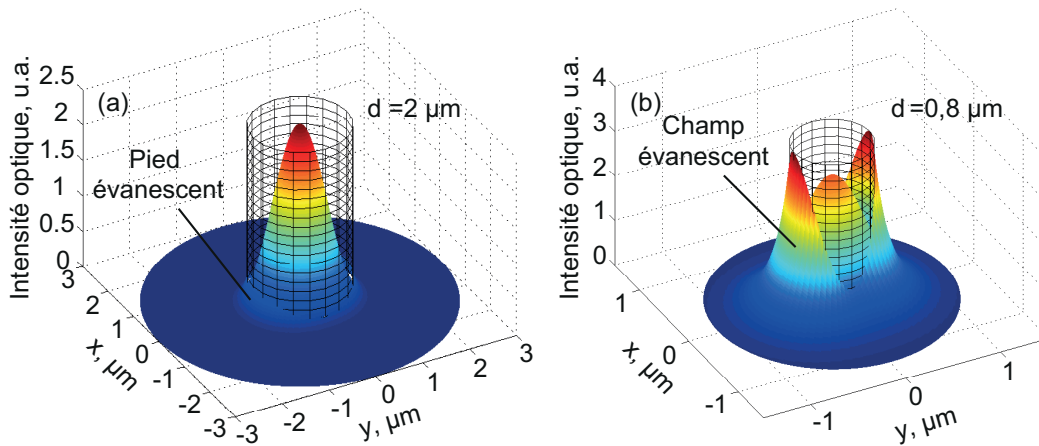


FIGURE 1.5 – Calcul des profils d'intensité du mode  $HE_{11}$  dans un barreau de silice à la longueur d'onde  $\lambda_p$  de 1550 nm pour un diamètre (a) 2  $\mu\text{m}$  et (b) 0,8  $\mu\text{m}$ . La fibre est représentée par le maillage en forme de cylindre. Le calcul de ces profils vient de [46].

évanescent. Lorsque le diamètre est réduit à 0,8  $\mu\text{m}$ , une grande partie de la lumière est portée par le champ évanescent à la surface extérieure du guide.

Nous pouvons calculer la fraction de puissance  $\eta_c$  du mode optique à l'intérieur du microfil par la relation

$$\eta_c = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^a S_{z1} dA}{\int_0^{2\pi} \int_0^a S_{z1} dA + \int_0^{2\pi} \int_a^\infty S_{z2} dA}, \quad (1.4)$$

où  $dA = r.dr.d\phi$  correspond à un élément de la section du microfil, avec  $r$  le rayon et  $\phi$  l'azimut du cylindre.

L'évolution de ce paramètre en fonction du diamètre du guide d'onde est représentée sur la Figure 1.6.

Nous voyons d'après ce tracé que la fraction de la puissance optique dans le guide est fortement dépendante du diamètre et chute brutalement lorsque la longueur d'onde devient équivalente au diamètre du microfil ( $d/\lambda_p \approx 1$ ). À la longueur d'onde  $\lambda_p = 1550$  nm, lorsque le guide devient monomode au diamètre  $d_c$  de 1,16  $\mu\text{m}$  (ligne pointillée), la fraction de puissance à l'intérieur du microfil est d'environ 80%, soit 20% de champ évanescent qui se propage à l'extérieur.

Nous allons voir dans la section qui va suivre, l'évolution du mode optique entre le guidage coeur/gaine de la fibre optique standard et le guidage gaine/air du microfil dans la région des transitions.

### 1.2.3/ FONCTION DE LA RÉGION DES TRANSITIONS

La région des transitions permet de convertir le mode optique du guidage coeur/gaine de la fibre standard monomode (SMF, *Single-Mode Fiber* en anglais) vers le guidage

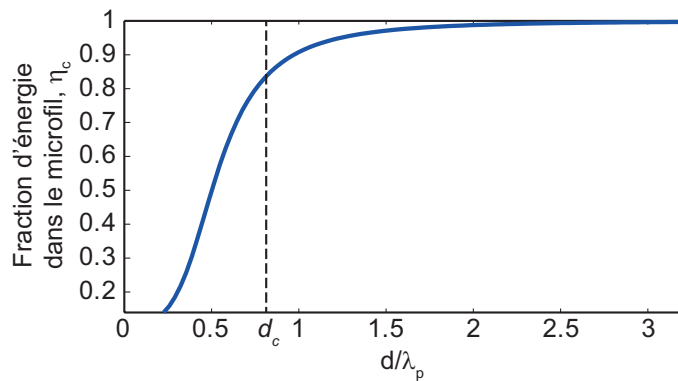


FIGURE 1.6 – Fraction de puissance optique  $\eta_c$  à l'intérieur du microfil de silice ( $n_1 = 1,44$ ) entouré d'air ( $n_2 = 1$ ) en fonction du diamètre  $d$  normalisé à la longueur d'onde optique  $\lambda_p$ .  $d_c$  est le diamètre critique du guidage monomode/multimode (ligne pointillée).

gaine/air du microfil. Nous illustrons schématiquement sur la Figure 1.7, le parcours du mode optique fondamental (faisceau jaune) dans une fibre effilée se propageant initialement dans le cœur de la fibre SMF (A). Lorsque le diamètre de la fibre diminue dans la transition descendante (à gauche), le diamètre du cœur diminue également (B). À partir d'un certain diamètre, le cœur devient trop petit pour guider le mode optique et celui-ci fuit progressivement par diffraction conduisant à un guidage du mode dans la gaine de la fibre. Ce diamètre de transfert est nommé  $d_T$  (C). Le mode est ensuite guidé le long du microfil (D). Dans la transition montante (à droite), ce processus est inversé et le mode peut à nouveau se propager dans le cœur à la sortie de la fibre effilée.

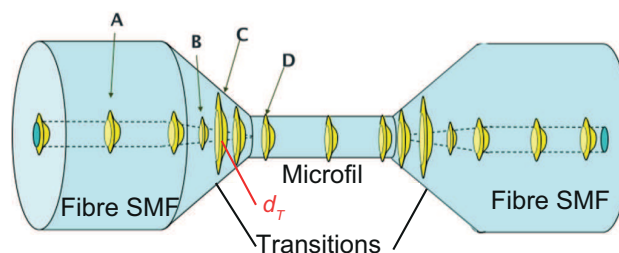


FIGURE 1.7 – Illustration de la propagation d'un mode optique (faisceau jaune) dans une fibre effilée. A : Le mode optique initial se propage dans la fibre SMF par l'interface cœur/gaine. B : L'aire du mode optique diminue avec la réduction du diamètre de la fibre au début de la transition. C : Le mode ne peut plus être supporté par le cœur de la fibre SMF et fuit dans la gaine. Cette phase correspond au diamètre de transfert  $d_T$ . D : Le mode est guidé dans le microfil par l'interface gaine/air. Cette figure est issue de l'article [47], le champ évanescent n'est pas représenté.

Lorsque le diamètre de la fibre est réduit à la valeur  $d_T$ , le guide devient beaucoup plus large que la longueur d'onde optique et la différence d'indice de réfraction entre la silice et l'air est plus importante. Par conséquent, le guide peut supporter plusieurs modes optiques avec une fréquence normalisée au diamètre  $d_T$  qui s'élève à  $V \approx 190$ .

Pour quantifier l'aspect du mode optique fondamental le long de la transition, nous traçons tout d'abord sur la Figure 1.8a, son aire effective (croix noires) en fonction du diamètre de la SMF. Nous représentons également l'aire du coeur dopé germanium (ligne rouge) et de la gaine silice (ligne bleue). Le diamètre à 125  $\mu\text{m}$  correspond ainsi à la fibre SMF-28 standard (zone A de la Fig1.7) et la diminution de celui-ci indique que le diamètre du coeur dopé diminue avec la même proportion. Nous pouvons remarquer dans ce tracé que l'aire effective du mode augmente à mesure que le diamètre de la fibre (gaine + coeur) diminue traduisant ainsi l'expansion progressive du mode dans la gaine (zone B de la Fig.1.7). L'aire effective du mode atteint son maximum à 40  $\mu\text{m}$  de diamètre et celle du coeur dopé est totalement négligeable (zone C de la Fig.1.7). À partir de 10  $\mu\text{m}$  de diamètre, l'aire du mode fondamentale devient similaire à celle de la gaine (zone D de la Fig.1.7).

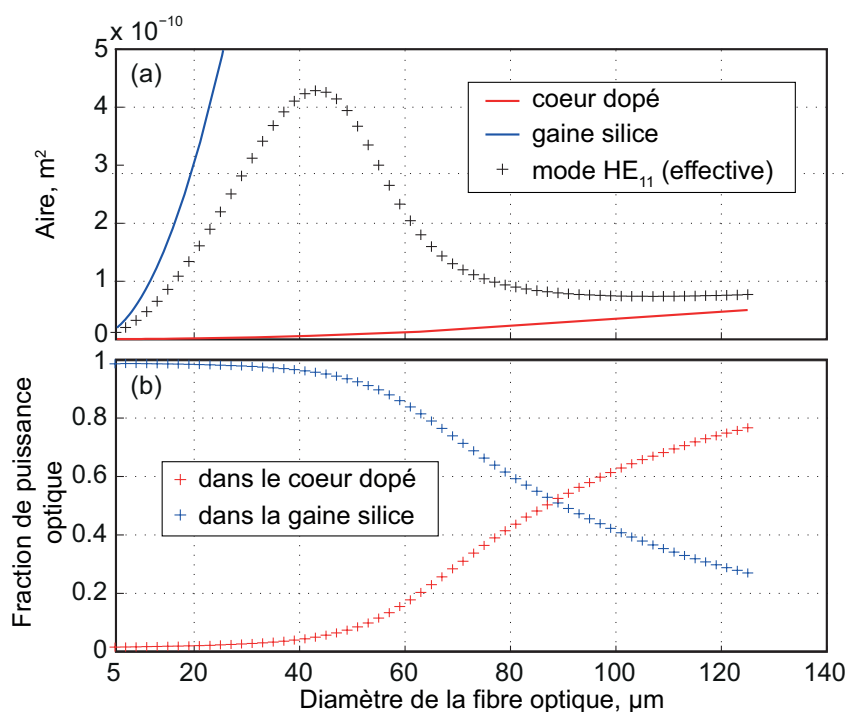


FIGURE 1.8 – (a) Calcul de l'aire effective du mode optique  $HE_{11}$  (croix noires) en fonction du diamètre de la fibre optique. Les lignes rouge et bleue représentent respectivement l'aire du coeur dopé et de la gaine silice. (b) Calcul de la fraction de puissance optique dans coeur dopé germanium (croix rouges), gaine silice (croix bleues).

Parallèlement, nous représentons sur la Figure 1.8b, l'évolution de la fraction de puissance optique du mode  $HE_{11}$  dans le coeur dopé germanium (croix rouges), la gaine silice (croix bleues). Dans la fibre SMF standard, la puissance optique est majoritairement concentrée dans le coeur dopé (environ 80 %). Lorsque le diamètre diminue, la puissance optique augmente progressivement dans la gaine silice et dépasse celle du coeur au diamètre d'environ 90  $\mu\text{m}$ . Celle-ci devient majoritaire lorsque la fibre atteint 60  $\mu\text{m}$  de diamètre, et maximale aux alentours de 40  $\mu\text{m}$ , point  $d_T$  où l'aire effective est également maximale. C'est donc à ce point que le guidage de la lumière est exclusivement mené par l'interface gaine/aire. Le mode optique devient ainsi de plus en plus confiné dans la gaine silice en dessous de 10  $\mu\text{m}$  de diamètre.



Nous avons aussi tracé sur la Figure 1.9a l'évolution de l'indice effectif du mode fondamental  $LP_{01}$ <sup>3</sup> guidé par l'interface coeur/gaine (pointillé noir) et par l'interface gaine/air (ligne noire) en fonction du diamètre dans la transition. Nous représentons également l'évolution des modes d'ordres supérieurs  $LP_{11}$  (ligne rouge) et  $LP_{02}$  (ligne bleue) [46]. Le coeur et la gaine possèdent respectivement un indice de réfraction de 1,445 et 1,44. Le tracé démontre bien que lorsque le diamètre de la fibre optique SMF diminue, l'indice effectif du mode optique fondamental s'approche de la valeur de la gaine. C'est à ce point que le mode fuit progressivement pour guider dans la gaine silice. Le diamètre  $d_T$ , correspondant au transfert du guidage entre le coeur et la gaine vaut environ  $40 \mu\text{m}$  à la longueur d'onde  $\lambda_p = 1550 \text{ nm}$ .

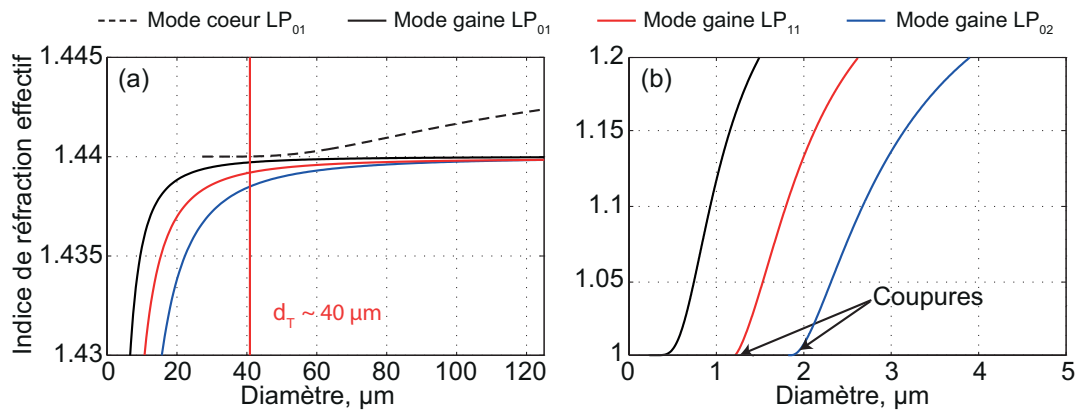


FIGURE 1.9 – (a) Calcul de l'indice effectif de la famille du mode fondamental  $LP_{01}$  et des ordres supérieurs  $LP_{11}$  et  $LP_{02}$  en fonction du diamètre de gaine de la SMF [46].  $d_T$  représente le diamètre de transfert entre le guidage coeur/gaine de la SMF vers le guidage gaine/air. (b) Indice effectif des modes  $LP_{01}$ ,  $LP_{11}$  et  $LP_{02}$  dans un microfil. Nous notons le diamètre de coupure en dessous duquel les modes  $LP_{11}$  et  $LP_{02}$  ne sont plus guidés. La longueur d'onde d'opération est  $\lambda_p = 1550 \text{ nm}$ .

On dit que le profil de la transition est adiabatique lorsque aucun transfert d'énergie n'est effectué entre le mode fondamental et un mode d'ordre supérieur. C'est à dire que toute l'énergie portée par le mode fondamental de la fibre (ligne pointillée noire) sera couplée au mode fondamental du microfil (ligne pleine noire). Aucune énergie n'est alors couplée sur les modes d'ordre supérieur, correspondants entre autres, aux lignes rouge et bleue. Dans le cas contraire, on dit que la transition est non-adiabatique. Dans ce cas, le mode fondamental se couple avec un ou plusieurs modes d'ordres supérieurs. Le paramètre mis en jeu dans ce cas est l'angle de la transition  $\Omega$  par rapport à l'axe de la fibre, qui est défini par la variation du rayon du taper  $dr$  sur la variation de la longueur axiale  $dz$  correspondante, soit  $\Omega = dr/dz$ . Si  $n_{eff,1}$  et  $n_{eff,2}$  sont les indices de réfractifs effectifs des modes optiques se propageant le long d'une fibre de rayon  $r$ , et  $z_B$  leur longueur de battement<sup>4</sup>, l'angle critique d'adiabacité  $\Omega_{cr}$  est défini tel que [48, 49]

3. La désignation des modes linéairement polarisés  $LP_{vm}$  est basée sur l'approximation du guidage faible. Ils sont des combinaisons des modes exacts telles que  $LP_{01} \in \{HE_{11}\}$ ,  $LP_{11} \in \{TE_{01}, TM_{01}, HE_{21}\}$  et  $LP_{02} \in \{HE_{12}\}$ .

4. En prenant le point de vue de la transition de sortie, la longueur de battement  $z_B$  caractérise la longueur qu'il faut pour que le battement des deux modes montre des lobes d'interférences le long de l'axe transverse. Ces lobes répartis transversalement sont ceux de la diffraction. Les parois du guide doivent s'écarter suffisamment lentement pour contrer la diffraction.



$$\Omega_{cr} = \frac{r}{z_B} = \frac{r(n_{eff,1} - n_{eff,2})}{\lambda_p}. \quad (1.5)$$

Si  $\Omega < \Omega_{cr}$ , la transition est adiabatique, sinon la transition est non-adiabatique. Pour atteindre des diamètres de microfil dans la condition la plus adiabatique, les transitions peuvent être dessinées de manière optimisées et courtes [50, 51] ou alors dessinées de manière longues afin de garder un angle  $\Omega$  assez faible. Lorsque les transitions sont non-adiabatiques et parfaitement symétriques, le mode optique fondamental  $LP_{01}$  se couple avec les modes d'ordres supérieurs de même symétrie, en particulier celui qui suit,  $LP_{02}$ . Si un couplage a lieu entre deux modes de familles différentes, par exemple  $LP_{01}$  et  $LP_{11}$ , cela indique la présence d'asymétrie sur la transition [52]. Les modes optiques se propagent avec des constantes de propagation  $\beta$  différentes et ainsi des vitesses de phase différentes. Ils vont donc interférer constructivement lorsqu'ils sont en phase ou destructivement dans le cas contraire. Dans la plupart des cas, ce couplage est à l'origine de pertes où l'énergie des modes optiques supérieurs sont irradiés vers l'extérieur du microfil à leur diamètre de coupure, c'est à dire le diamètre en dessous duquel les modes  $LP_{11}$  et  $LP_{02}$  ne peuvent plus être guidés (Figure 1.9b) [49]. La région des transitions joue donc un rôle important dans le contrôle des modes de propagation.

Les transitions non-adiabatiques peuvent néanmoins être utilisées pour différentes applications. En effet, elles peuvent agir comme filtre pour éliminer les modes optiques d'ordres supérieurs à partir des fibres multimodes et de coupleurs [53, 54]. Elles peuvent être exploitées comme capteurs interférométriques par les pointes des tapers [55], et également comme filtre en forme de peigne pour des lasers accordables [56]. Récemment, des travaux ont montrés qu'une fibre optique à profil d'indice de réfraction logarithmique assure, lors de l'étirage, une transmission très faibles pertes jusqu'à 10  $\mu\text{m}$  de diamètre quelques soient la longueur et la forme des transitions [57]. Par ce profil logarithmique, l'aire effectif du mode optique fondamental est conservé tout le long du taper jusqu'au diamètre critique de 10  $\mu\text{m}$ .

L'introduction des différentes propriétés que nous avons définies dans cette section nous mène à présenter la fabrication des microfils dédiés à des applications spécifiques.

### 1.3/ FABRICATION DES MICROFILS OPTIQUES

Cette partie est consacrée à la fabrication des microfils optiques. Nous allons décrire dans un premier temps le principe d'étirage d'une fibre optique standard pour obtenir une fibre effilée et ainsi définir la nomenclature. Dans un deuxième temps, nous présenterons l'état de l'art de la fabrication de microfil avec des longueurs de quelques dizaines de millimètres. Dans un troisième temps, nous décrirons notre recette de fabrication basée sur la méthode de balayage à flamme fixe. Pour finir, nous présenterons notre banc expérimental de fabrication.

#### 1.3.1/ PRINCIPE DE L'ÉTIRAGE DES FIBRES OPTIQUES

La fabrication de nos microfils optiques repose sur l'étirage des fibres optiques SMF-28, monomode à la longueur d'onde 1550 nm. Le principe d'étirage est décrit sur la Figure

1.10 dans laquelle nous illustrons simplement la fibre optique par un barreau de rayon de gaine  $r_0$ . Dans un premier temps, la fibre est chauffée sur une zone de longueur  $L_0$  à une température provoquant le ramollissement de la fibre (Figure 1.10a). Dans le cas de la silice, celle-ci avoisine les 1100 °C [3, 58]. La zone ramollie est donc dans un état visqueux et peut être déformée. Dans un deuxième temps, la fibre est étirée sur sa longueur d'une quantité  $x/2$  aux deux extrémités (Figure 1.10b), permettant ainsi d'allonger la fibre tout en réduisant son diamètre à la zone de ramollissement. Pour obtenir des grandes longueurs de microfils, nous devons à tout moment contrôler la largeur de la zone de chauffe et la longueur étirée de la fibre. Le résultat de ce processus forme une fibre effilée composée de trois sections (Figure 1.10b) : une zone centrale où le diamètre de la fibre est le plus fin et uniforme, appelé *microfil* (flèche rouge), et deux zones symétriques, en forme d'entonnoir qui relient la SMF-28 non étirée au microfil que nous appelons *transitions* ou *tapers* en anglais (flèches bleues).

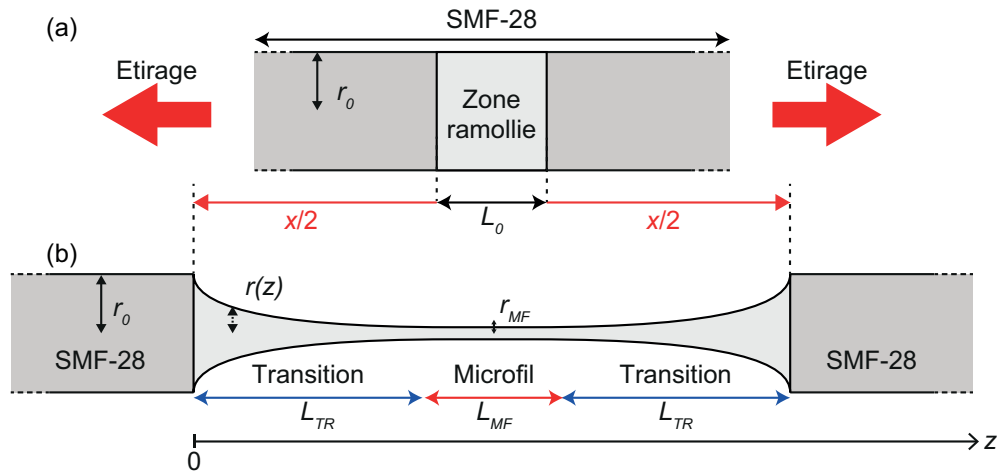


FIGURE 1.10 – Schéma de principe de l'étirage d'une fibre optique standard (SMF-28). (a) État initial de la SMF-28 avant étirage et (b) état de la fibre après étirage.  $r_0$  est le rayon de la fibre SMF-28.  $r_{MF}$  est le rayon de la section *microfil*.  $r(z)$  est la variation du rayon suivant l'axe  $z$  le long des transitions.  $L_{TR}$  et  $L_{MF}$  sont les longueurs des *transitions* et *microfil* respectivement.  $L_0$  représente la largeur initiale de la zone ramollie et  $x$  représente l'élongation appliquée.

Le microfil est décrit par un rayon  $r_{MF}$  uniforme sur une longueur  $L_{MF}$ . Nous noterons également  $d_{MF} = 2r_{MF}$  le diamètre du microfil. Lors de l'allongement de la fibre d'une quantité  $x$ , la longueur de la zone de ramollissement varie, telle que<sup>5</sup>

$$L(x) = L_0 + \delta L(x), \quad (1.6)$$

avec  $\delta L(x)$  la variation de la longueur de chauffe. De plus, nous faisons l'hypothèse que la longueur de la zone de chauffe  $L(x)$  fixe la longueur du microfil [1],

$$L_{MF} = L(x). \quad (1.7)$$

La variation de  $L(x)$  est soumise à deux contraintes,  $L(x) > 0$  et  $\frac{dL(x)}{dx} \leq 1$ . La première

5. Le contrôle de la zone de ramollissement est essentiel car il fixe la quantité de matière qui sera étirée.

indique que la zone de chauffe est nécessairement positive, mais peut augmenter ou diminuer au fur et à mesure de l'étirage tant que cette condition est respectée. La deuxième assure une bonne géométrie cylindrique de la zone chauffée et le non réchauffement des transitions qui sont censées se solidifier au cours de l'étirage. Nous notons également qu'à  $x=0$ ,  $L(0) = L_0$ . Les transitions ont une longueur  $L_{TR}$  de part et d'autre du microfil dont leur profil suit une variation de diamètre  $r(z)$  selon l'axe  $z$ , qui a pour origine le début de la transition gauche sur le schéma. Par conséquent, cela donne  $r(0) = r_0$  et  $r(L_{TR}) = r_{MF}$ .

Birks *et al.* ont établi deux équations fondamentales qui régissent l'étirage d'une fibre [1].

La première relie l'allongement  $x$  à la longueur des transitions et du microfil. En analysant la Figure 1.10, nous considérons que la fibre est initialement chauffée sur une longueur  $L_0$  et ensuite allongée d'une quantité  $x$ . La longueur totale de la fibre effilée est alors calculée à  $x + L_0$ . À la fin de cette élongation, si nous considérons que la longueur de chauffe  $L(x)$  évolue et l'hypothèse (1.7), alors la longueur totale de la fibre effilée est  $2L_{TR} + L_{MF}$ . Ces deux analyses de longueurs donnent alors l'égalité suivante :

$$2L_{TR} + L_{MF} = x + L_0. \quad (1.8)$$

Cette relation est appelée la *loi de conservation de la distance*.

La deuxième équation concerne la conservation de la masse entre la zone ramollie de l'état initial à un instant  $t$  et la zone étirée à l'instant  $t + \delta t$ , où  $\delta t$  représente une fraction infime de temps. Cette zone conserve également son volume si nous considérons que la masse volumique du matériau ne change pas pendant le chauffage. Cette conservation est illustrée sur la Figure 1.11, sur laquelle est représentée un microfil de rayon  $r_{MF}$  chauffé sur une zone centrale entre deux points A et B de distance  $L$ , à un instant  $t$ . Nous représentons ce même microfil étiré d'une distance  $\delta x$  et chauffé sur une longueur  $L + \delta L$  dont le diamètre varie d'une quantité  $\delta r_{MF} < 0$  à un instant  $t + \delta t$ .

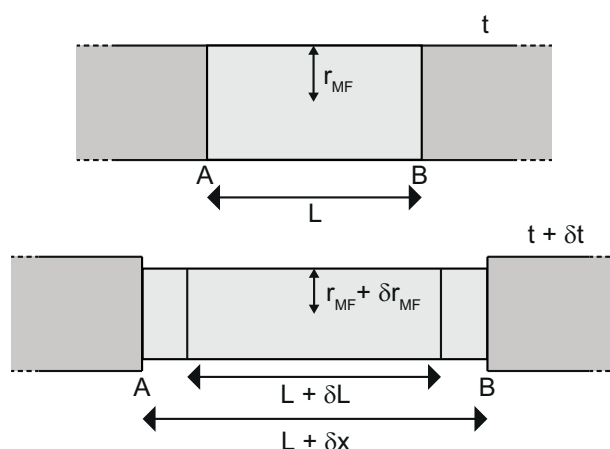


FIGURE 1.11 – Schéma représentant la conservation du volume.  $r_{MF}$  : rayon du microfil,  $L$  : longueur de chauffe,  $\delta r_{MF}$ ,  $\delta L$  et  $\delta x$  sont les variations du rayon, longueur de chauffe et d'élongation respectivement à l'instant  $t + \delta t$ .

Cette conservation de volume suit l'égalité suivante :

$$V_{AB}(t) = V_{AB}(t + \delta t), \quad (1.9)$$

où  $V_{AB}(t)$  représente le volume du microfil entre les points A et B à l'instant  $t$  et  $V_{AB}(t + \delta t)$  représente ce même volume à l'instant  $t + \delta t$ . En exprimant ces volumes avec les paramètres du microfil, l'égalité devient alors :

$$\pi r_{MF}^2 L = \pi (r_{MF} + \delta r_{MF})^2 (L + \delta x). \quad (1.10)$$

Dans la limite où  $\delta t \rightarrow 0$ , c'est à dire de faibles variations  $\delta x$  et  $\delta r_{MF}$ , cela revient à exprimer une équation différentielle :

$$\frac{dr_{MF}}{dx} = -\frac{r_{MF}}{2L}. \quad (1.11)$$

Cette équation est appelée *loi de conservation du volume* qui gouverne la variation du rayon  $r_{MF}$  en fonction de l'allongement  $x$  et de la longueur de chauffe  $L$ . À partir des équations (1.8) et (1.10), il est possible de définir le profil souhaité de la fibre effilée, c'est à dire, d'en fabriquer avec des dimensions bien précises.

Avant la mise en oeuvre de ces équations, nous allons présenter succinctement l'état de l'art sur les systèmes de fabrication des microfils optiques. Nous nous concentrerons sur celui permettant d'étirer des fibres effilées symétriques avec des grandes longueurs de microfil, appelé la méthode de balayage à flamme fixe.

### 1.3.2/ LE SYSTÈME DE FABRICATION : BALAYAGE DE LA FIBRE À FLAMME FIXE

Il existe différentes techniques d'étirage des fibres optiques pour amincir fortement le diamètre et obtenir un microfil voir un nanofil optique [3, 13]. Parmi elles, la fabrication des microfils optiques sur de grandes longueurs et avec des transitions symétriques nécessite la technique du balayage de la fibre sur une source de chaleur [2]. Elle consiste à balayer la fibre sur son axe au dessus d'une zone de chauffe et de l'écartier continuellement à l'aide de platines de translation. Nous obtenons un agrandissement progressif de la zone de chauffe et par conséquent de la longueur du microfil final.

Il existe trois principales sources de chaleur pour chauffer et ramollir une fibre optique de silice : Le four, le laser CO<sub>2</sub> et la flamme. Ces systèmes sont présentés sur la Figure 1.12.

Le système du four utilise généralement une résistance chauffante qui permet de contrôler efficacement la température de chauffe [59, 60]. Cependant, il est difficile d'atteindre de très hautes températures avec ce dispositif pour ramollir la silice. De plus les éléments volatiles constituant le four risquent de contaminer le microfil. La technique exploitant le laser CO<sub>2</sub> consiste à focaliser le faisceau laser directement sur la fibre dont la longueur de chauffe peut évoluer par un système de miroir pivotant. Cette technique a l'avantage d'être une source de chaleur stable et non contaminante en carbone. Cependant, elle a l'inconvénient de nécessiter l'augmentation de la puissance laser au fur et à mesure que le diamètre du microfil diminue. Elle devient particulièrement inefficace pour des petits diamètres de microfil en deça de 10 µm. [61, 62]. En effet, pour des petits diamètres, la surface illuminée est très faible, ce qui limite l'énergie totale absorbée et empêche d'atteindre la température voulue. Pour contourner ce problème, un système

de chauffage indirect en entubant la fibre d'un tube de saphir peut être mis en place [33]. Ce système a ainsi amélioré la qualité et la reproductibilité de fabrication.

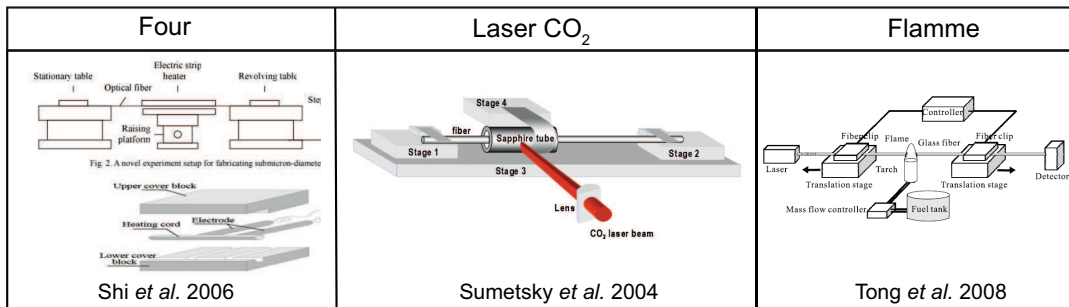


FIGURE 1.12 – Techniques d'étirage couramment utilisés. (a) Le four [59], (b) le laser CO<sub>2</sub> [33] et (c) la flamme [11].

La technique utilisant la flamme est probablement la plus utilisée et les dispositifs expérimentaux sont multiples. Par exemple, la flamme peut être alimentée par un mélange contrôlé d'hydrogène-oxygène [50] ou butane-oxygène [63, 4]. Ce dispositif a l'avantage d'émettre très peu de carbone lors de la combustion et par conséquent diminue le risque de pollution du microfil. La température de ces flammes atteint facilement les 1700 °C, ce qui est largement suffisant pour ramollir la silice. Il est également possible d'alimenter la flamme en mélangeant le gaz butane avec l'air ambiant [64]. Ce dispositif simple à mettre en oeuvre peut être réalisé avec une bouteille de gaz butane dont le flux est contrôlé pour varier la taille de la flamme à la sortie de la buse. Le point fort de la flamme est sa capacité à réaliser des microfils pouvant atteindre des longueurs supérieures à 10 cm [1, 9] et des diamètres d'une dizaine de nanomètres [2] avec une rugosité de surface inférieure à 0,5 nm si les conditions environnementales sont soigneusement contrôlées [3, 65]. Cependant, la principale faiblesse de cette technique est l'instabilité de la flamme causée par des turbulences de l'air ambiant. Le gradient de température est alors instable, ce qui peut entraîner des problèmes de non-uniformité à la surface de la fibre effilée et ainsi limiter la reproductibilité des microfils et augmenter les pertes optiques en transmission [4].

Parmi les méthodes citées ci-dessus, nous avons choisi de travailler avec la méthode de balayage de la fibre à flamme fixe. Ce système est simple à mettre en oeuvre et suffisamment stable pour fabriquer des fibres effilées de manière reproductible, avec des grandes longueurs de microfils (quelques dizaines de millimètres) et des diamètres aux alentours du micron, avec une très faible rugosité de surface. Le choix de la technique d'étirage nous mène à présenter la recette de fabrication de microfil optique dans notre étude.

### 1.3.3/ MODÈLE DE LA FABRICATION

La description de la recette de fabrication sera faite en trois temps. Dans un premier temps, nous décrirons le calcul du profil de la fibre effilée adapté à la technique de balayage. Dans un deuxième temps, nous montrerons le calcul du balayage de la fibre par les déplacements des platines motorisées sur lesquelles est fixée la fibre. Enfin, nous présenterons notre banc d'étirage expérimental que nous avons entièrement monté et

automatisé.

### 1.3.3.1/ CALCUL DU PROFIL DE LA FIBRE EFFILÉE

La méthode du balayage à flamme fixe implique de calculer les déplacements des deux platines pour à la fois, balayer la fibre sur la flamme et l'étirer progressivement. Nous maîtrisons ainsi la réduction du diamètre et la longueur du microfil. Ces déplacements, illustrés sur la Figure 1.13, vont suivre une trajectoire précise qui s'effectue par des allers-retour consécutifs des platines d'étirage gauche (PLG) et droite (PLD) le long de l'axe de la fibre, que nous nommons *cycles* (1 cycle = 1 *aller-retour*). À chaque cycle  $n$ , nous attribuons un écartement  $x$  de la fibre, une longueur de chauffe  $L$  et un objectif de rayon  $r$ . Ainsi, nous déterminons en fonction de  $n$ , les trois paramètres  $x(n)$ ,  $L(n)$  et  $r(n)$  pour paramétrer le profil de la fibre effilée.

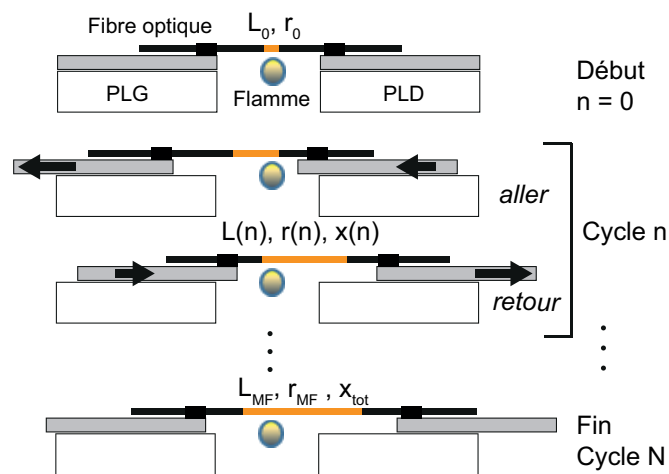


FIGURE 1.13 – Processus d'étirage de la fibre optique avec la méthode du balayage par cycle à flamme fixe. En orange, nous représentons la zone de la fibre effilée qui évolue à chaque cycle  $n$ . PLG et PLD désignent les platines de gauche et droite respectivement. Les flèches noire représente le sens du déplacement des platines.

Les deux paramètres majeurs que nous voulons obtenir à la fin de l'étirage sont la longueur du microfil  $L_{MF}$  et son rayon  $r_{MF}$ . Ces valeurs doivent être obtenues au dernier cycle  $n = N$ , donnant  $L(N) = L_{MF}$  et  $r(N) = r_{MF}$ . L'élongation totale résultante de la fibre effilée est notée  $x(N) = x_{tot}$ .

La relation entre  $x(n)$ ,  $L(n)$  et  $r(n)$  vient de la conservation du volume (1.10) et peut être exprimée de la manière suivante

$$r_{ini}^2(n)L(n) = r_{fin}^2(n)(L(n) + \delta x(n)), \quad (1.12)$$

avec  $r_{ini}(n)$  le rayon initial et  $r_{fin}(n)$  le rayon final au début et à la fin d'un même cycle  $n$  respectivement. Le terme  $\delta x(n)$  est l'allongement de fibre à chaque cycle. À partir de cette équation, nous obtenons un rapport de diamètre et d'élongation en fonction de  $n$ , telle que

$$\frac{r_{fin}(n)}{r_{ini}(n)} = \sqrt{\frac{L(n)}{L(n) + \delta x(n)}} = R(n). \quad (1.13)$$

Nous voyons bien à travers cette relation que ces variables sont reliées à un même coefficient  $R(n)$ , tel que  $0 < R(n) < 1$ , qui peut évoluer en fonction des cycles. Ce coefficient décrit de quel facteur le rayon de la fibre est réduit entre chaque cycle et également de combien l'élongation correspondante augmente. Dans notre cas, nous nous contentons de le garder fixe et nous le notons  $R_o$ .

L'équation (1.13) fait donc sortir deux relations. La première relie le coefficient à l'évolution du rayon telle que  $r_{fin}(n) = r_{ini}(n)R_o$ . Celle-ci peut également s'exprimer en fonction du rayon initial  $r_o$  de la fibre standard sous la forme

$$r_{fin}(n) = r_o (R_o)^n. \quad (1.14)$$

Nous avons alors une relation directe entre la réduction du rayon et le cycle  $n$  du balayage qui s'effectue de manière exponentielle, comme l'illustre la Figure 1.14.

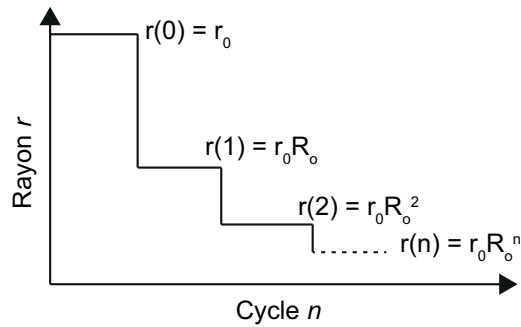


FIGURE 1.14 – Illustration de la décroissance du rayon  $r$  de la fibre en fonction du cycle d'étirage  $n$  pour un coefficient  $R_o$  fixe.

Le rayon souhaité du microfil  $r_{MF}$ , s'exprime finalement par

$$r_{MF} = r_{fin}(N) = r_o (R_o)^N. \quad (1.15)$$

En fixant les paramètres  $r_{MF}$ ,  $r_o$  et  $R_o$ , nous pouvons en déduire le nombre de cycles  $N$  nécessaire pour atteindre le rayon du microfil désiré.

La deuxième relation permet d'exprimer l'élongation de la fibre  $\delta x(n)$  en fonction du coefficient  $R_o$  et de l'évolution de la zone de chauffe  $L(n)$

$$\delta x(n) = L(n) \left( \frac{1}{R_o^2} - 1 \right). \quad (1.16)$$

Cette relation va permettre de paramétrer la trajectoire des platines d'étirage, à savoir de combien la fibre s'allonge à chaque cycle pour obtenir au final le rayon  $r_{MF}$  et la longueur  $L_{MF}$ . L'évolution de longueur de la zone de chauffe  $L(n)$  peut être définie, en se basant sur l'équation (1.6) et les paramètres énoncés ci-dessus, par



$$L(n) = L_0 + (L_{MF} - L_0) \left( \frac{n}{N} \right)^q, \quad (1.17)$$

où nous pouvons exprimer  $\delta L(n) = (L_{MF} - L_0) \left( \frac{n}{N} \right)^q$  la variation de la longueur de chauffe entre chaque cycle. Le terme  $q$  est un facteur de non-linéarité qui impacte l'évolution de la zone de chauffe au cours de l'étirage et, par conséquent, la longueur et la pente des transitions. Plus précisément, si  $q = 1$ , la longueur de chauffe augmente linéairement en fonction de  $n$ , tandis que si  $q > 1$ , alors la longueur de chauffe augmente en  $(n/N)^q$ . Nous verrons par la suite que ce paramètre peut permettre de s'affranchir de quelques limites expérimentales. De plus, connaissant le nombre de cycles total  $N$  pour atteindre le rayon du microfil désiré, nous pouvons déduire l'évolution de la longueur de chauffe  $L(n)$  jusqu'à la longueur du microfil visée, telle que  $L(N) = L_{MF}$ .

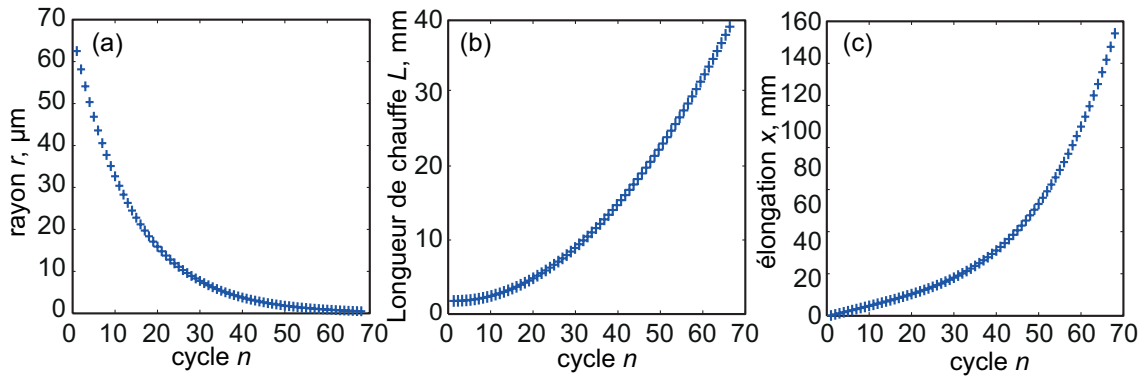


FIGURE 1.15 – (a) Calcul de l'évolution du rayon  $r(n)$ , (b) de la longueur de chauffe  $L(n)$  et (c) de l'écartement  $x(n)$  en fonction du cycle  $n$  pour une fibre de rayon de microfil visé de  $0,5 \mu\text{m}$  sur une longueur de  $40 \text{ mm}$ . Les autres paramètres sont fixés  $q = 2$  et  $R_o = 0,93$ .

L'élongation  $\delta x(n)$  à obtenir de la fibre à chaque cycle pour atteindre les dimensions  $r_{MF}$  et  $L_{MF}$  du microfil peut donc être calculée à partir des paramètres  $L_{MF}$ ,  $L_0$ ,  $q$ ,  $R_o$ ,  $r_{MF}$  et  $r_0$ . L'élongation totale  $x_{tot}$  à la fin de l'étirage est déduite par la somme de toutes les élongations  $\delta x(n)$  telle que  $\int_0^N \delta x(n) = x_{tot}$ .

Pour illustrer ces équations, nous prenons l'exemple de la fabrication d'un microfil de rayon  $r_{MF} = 0,5 \mu\text{m}$ , sur une longueur  $L_{MF} = 40 \text{ mm}$ , à partir d'une fibre optique SMF-28 de rayon  $r_0 = 62,5 \mu\text{m}$ . Supposons que la longueur initiale de chauffe  $L_0$  soit de  $3 \text{ mm}$  et que nous choisissons les paramètres  $q$  valant  $2$  et  $R_o$  valant  $0,93$ . Pour ces paramètres, le nombre total de cycles  $N$  obtenu est de  $68$ , et l'élongation totale  $x_{tot}$  appliquée vaut  $156,4 \text{ mm}$ . Les évolutions du rayon, de la longueur de chauffe et de l'élongation en fonction du cycle  $n$  sont tracées respectivement sur les Figures 1.15a,b et c.

En se référant à l'équation (1.8), nous traçons sur la Figure 1.16a le profil théorique de la transition représentant le rayon  $r$  en fonction de l'axe  $z$ . La longueur  $L_{TR}$  de cette région est alors égale à  $59,7 \text{ mm}$ .

En ajoutant la zone du microfil et la transition symétrique, nous pouvons tracer également le profil théorique complet de la fibre effilée que nous attendons, comme montré sur la Figure 1.16b où les deux sections de la fibre effilée (microfil et transitions) sont indiquées. La longueur totale de la fibre est calculée à  $L_{tot} = x_{tot} + L_0$  et vaut  $159,4 \text{ mm}$ .



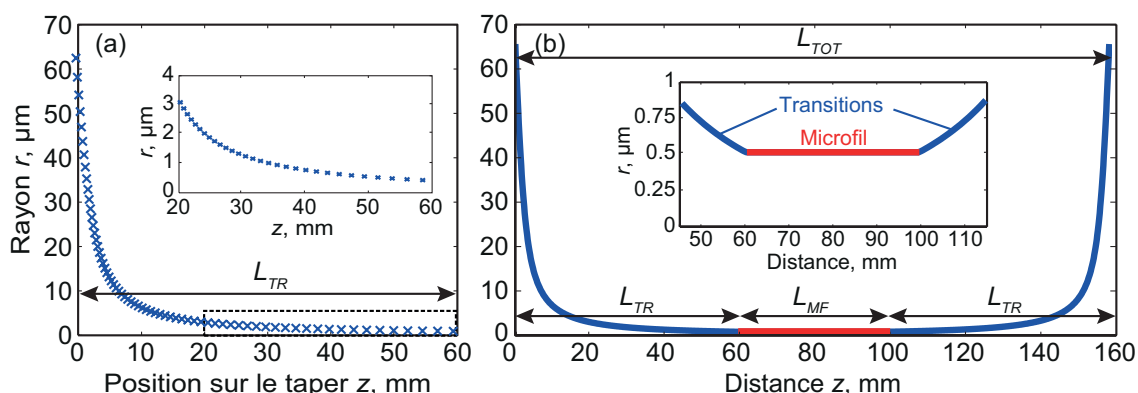


FIGURE 1.16 – (a) Calcul du profil théorique de la transition  $r(z)$  une fois la fibre effilée. (b) Profil théorique complet de la fibre effilée représentant le rayon  $r(z)$  en fonction de la distance  $z$  incluant le microfil (en rouge) et les transitions symétriques (en bleues).

La réalisation du profil de la fibre effilée nécessite de définir les déplacements des platines d'étréage. Nous allons décrire cette étape dans la section suivante.

### 1.3.3.2/ TRAJECTOIRE DU BALAYAGE

Le paramétrage des platines d'étréage s'effectue par le calcul des déplacements  $x_g(n)$  de la platine de gauche et  $x_d(n)$  de la platine de droite en fonction du cycle  $n$ . Nous nommons l'ensemble de ces déplacements par la trajectoire. Celle-ci devra procéder à un écartement progressif des platines au fur et à mesure des cycles. Un cycle étant constitué d'un *aller-retour* des platines, nous définissons l'élongation d'un cycle  $\delta x(n)$  comme deux fois l'élongation des deux demi-cycles identiques *aller* et *retour*. Par conséquent, nous pouvons définir l'élongation à chaque demi-cycle par  $0,5\delta x(n)$ .

Ce processus est décrit sur la Figure 1.17 et expliqué comme suit. Dans un premier temps, nous considérons que dans le sens *aller* d'un cycle  $n$  les platines se déplacent vers la droite (Figure 1.17a). Par conséquent, la platine de droite (PLD) allonge la fibre d'une quantité  $0,5\delta x(n)$  tandis que la platine de gauche (PLG) fixe la longueur de chauffe  $L(n)$ . Les déplacements  $x_g$  et  $x_d$  sont alors

$$\begin{cases} x_g(n) = L(n) \\ x_d(n) = L(n) + 0,5\delta x(n). \end{cases} \quad (1.18)$$

Le déplacement de la platine de droite, ayant plus de chemin à faire que celle de gauche ( $x_d > x_g$ ), elle doit être plus rapide pour effectuer son trajet dans un même laps de temps. À ce stade, la fibre est balayée sur une longueur  $L(n)$  et allongée d'une quantité  $0,5\delta x(n)$ . La longueur totale de la fibre est alors de  $L(n) + 0,5\delta x(n)$ .

Dans le cas du *retour* du cycle  $n$ , les déplacements se font dans le sens inverse, vers la gauche (Figure 1.17b). Par conséquent, la platine de gauche étire la fibre tandis que la platine de droite fixe la longueur de chauffe. Les nouveaux déplacements sont définis par

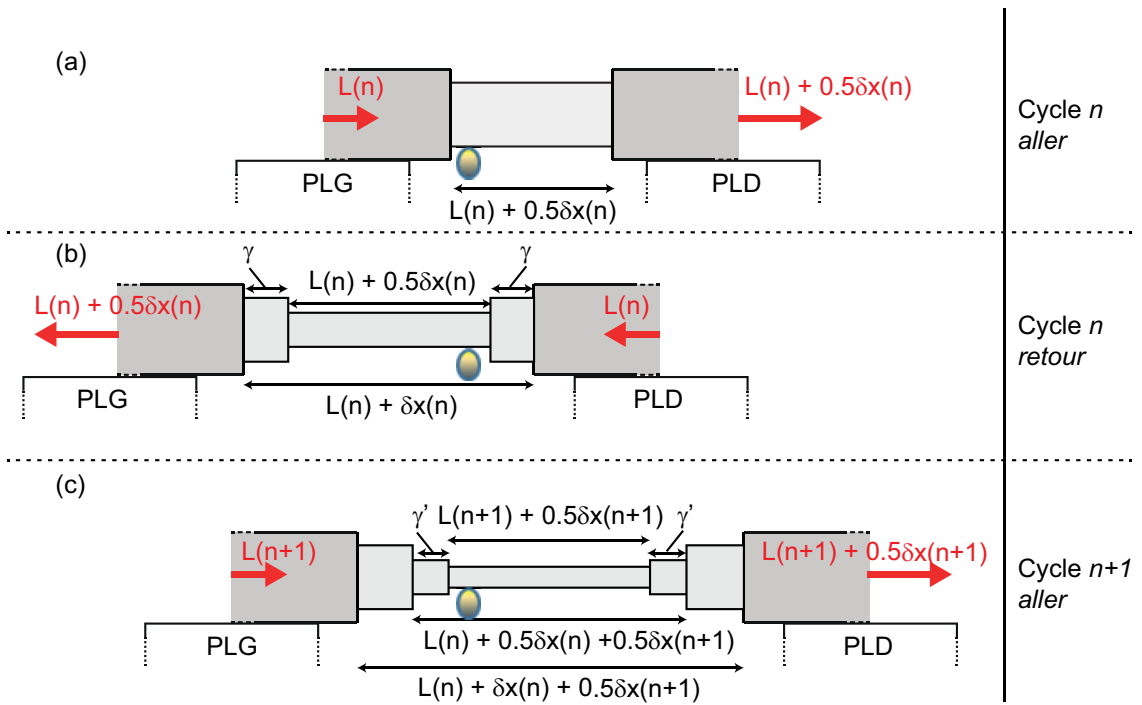


FIGURE 1.17 – Étapes par cycles de l'étréage d'une fibre. PLG et PLD sont les platines motorisées gauche et droite respectivement.  $L(n)$  la longueur de chauffe au cycle  $n$  et  $\delta x(n)$  la variation de l'élongation de la fibre au cycle  $n$ .

$$\begin{cases} x_g(n) = -L(n) - 0,5\delta x(n) \\ x_d(n) = -L(n) \end{cases} \quad (1.19)$$

L'élongation de la fibre devient  $\delta x(n)$ . Pour obtenir un profil symétrique de la fibre effilée lors du demi-cycle *retour*, une correction  $\gamma = -0.25\delta x(n)$  est appliquée sur les déplacements des platines<sup>6</sup>. Ces deux étapes sont répétées  $N$  fois permettant d'atteindre l'objectif de rayon du microfil ( $r(N) = r_{MF}$ ). Le demi-cycle *aller* à partir de  $n + 1$  reprend le même principe et subit une correction pour symétriser la fibre tel que  $\gamma' = 0.5(L(n) + 0.5\delta x(n) - L(n + 1))$  (Figure 1.17c)

La trajectoire complète de l'étréage est représentée sur la Figure 1.18a montrant les déplacements de la platine de gauche  $x_g$  en fonction de la platine de droite  $x_d$  (ligne bleue) à partir de l'exemple précédent ( $r_{MF} = 0,5 \mu\text{m}$ ,  $L_{MF} = 40 \text{ mm}$ ,  $q = 2$ ,  $R_o = 0,93$ ,  $L_0 = 3 \text{ mm}$ ).

Comme nous pouvons le voir, le tracé met en forme une trajectoire en *zig-zag* correspondant aux *aller-retour* des platines. La droite rouge indique le cas d'un étréage symétrique de la fibre ( $x_d = -x_g$ ). Les platines se positionnent au point de départ à  $L_0/2$  puis entament le premier cycle, comme indiqué sur le zoom du petit encadré jaune sur la Figure 1.18b. Celui-ci s'effectue par le premier demi-cycle *aller* A puis le deuxième demi-cycle *retour* R et ainsi de suite jusqu'à la fin de l'étréage au cycle  $N$ . Les déplacements finaux

6. Les déplacements correctifs n'étréent pas la fibre car les platines se déplacent de la même quantité. Ils servent à maintenir la flamme au centre de chaque cycle, en évitant une dérive à gauche ou à droite de la flamme au fur et à mesure des cycles.

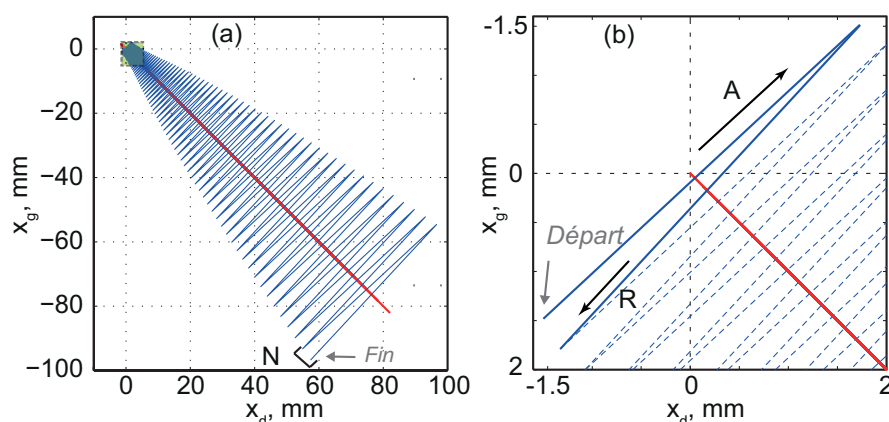


FIGURE 1.18 – (a) Calcul de la trajectoire  $x_g$  et  $x_d$  balayée par les platines PLG et PLD respectivement pour étirer la fibre avec les dimensions souhaitées. (b) Zoom du petit encadré jaune en (a). A : demi-cycle *aller*. R : demi-cycle *retour*.

indiquent l'élongation totale de la fibre telle que

$$x_{tot} = x_d(N) - x_g(N). \quad (1.20)$$

La description de cette recette de fabrication permet d'avoir le contrôle sur la longueur et le diamètre du microfil, ainsi que sur la longueur des transitions. Cependant, le paramétrage doit respecter une condition essentielle énoncée plus haut. A savoir que la longueur de la zone de chauffe ne doit pas excéder l'élongation sur un cycle,  $dL/dx < 1$ . Nous analysons cette condition dans la prochaine section.

### 1.3.3.3/ LIMITES SUR LE CHOIX DES PARAMÈTRES

Nous rappelons que la condition  $\frac{dL}{dx} \leq 1$  doit être respectée pour que la section chauffée soit toujours cylindrique. Les principaux paramètres critiques sont le facteur  $q$  et la longueur  $L_{MF}$  du microfil. Supposons que nous souhaitons fabriquer un microfil de rayon  $r_{MF}$  de  $0,5 \mu\text{m}$  sur une longueur  $L_{MF}$  de  $80 \text{ mm}$  ( $L_0 = 3 \text{ mm}$  et  $R_0 = 0,93$ ). Le tracé de la Figure 1.19a montre le calcul  $dL/dx$  en fonction du cycle  $n$  de l'étirage pour différents facteurs  $q = \{1, 2, 3\}$ . Comme nous pouvons le voir, lorsque  $q = 1$ , les quatre premiers cycles ne respectent pas la condition  $\frac{dL}{dx} \leq 1$ , tandis que  $q = \{2, 3\}$ , cette condition est respectée tout le long de l'étirage.

Nous supposons sur le même principe que nous fixons le facteur  $q = 1$ . Le calcul du rapport  $dL/dx$  pour différentes longueurs de microfil est tracé sur la Figure 1.19b en fonction du cycle d'étirage. Pour les longueurs  $L_{MF}$  de  $40 \text{ mm}$  (cercle rouge) et  $80 \text{ mm}$  (losange noir), la condition n'est pas respectée sur les premiers cycles d'étirage contrairement à une longueur de microfil de  $20 \text{ mm}$  (carré bleu). L'analyse de ces graphiques indique par conséquent que nous devons adapter la valeur du facteur  $q$  en fonction de la longueur du microfil que nous souhaitons fabriquer.

La description complète du système d'étirage nous mène désormais à présenter le banc de fabrication de microfil optique dans la section suivante.

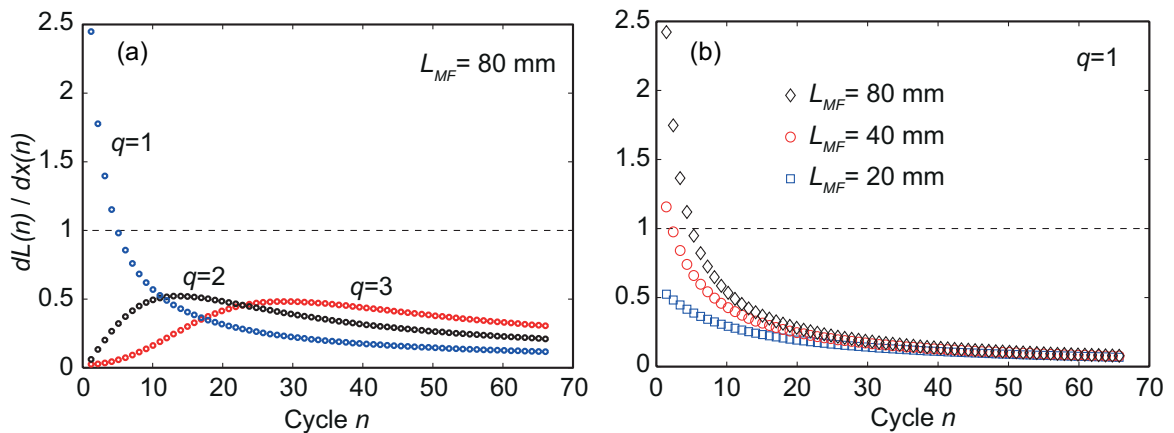


FIGURE 1.19 – Calcul de l'évolution du rapport  $dL/dx$  d'un profil d'une fibre effilée en fonction du cycle  $n$ , (a) pour différentes valeurs de  $q$  et  $L_{MF} = 80$  mm, (b) pour différentes valeurs de  $L_{MF}$  et  $q=1$ .

#### 1.3.4/ PRÉSENTATION DU BANC D'ÉTIRAGE

Notre système de fabrication des microfils optiques, conçu en collaboration avec l'équipe Manolia<sup>7</sup> de l'Institut d'Optique à Palaiseau, est montré sur la Figure 1.20a. Sa mise en place s'est faite avec l'aide de Abdoulaye Ndao, post-doctorant au département d'Optique, avec qui j'ai mis au point la recette que nous utilisons actuellement. Par la suite, le banc a été entretenu par l'ingénieur d'étude Vincent Pêcheur puis l'ingénieur de recherche Jacques Chrétien.

Comme le montre la Figure 1.20a et b, le banc de fabrication est composé de deux platines de translation uniaxiales (PLG et PLD)<sup>8</sup> pouvant être pilotées et automatisées à l'aide d'un contrôleur<sup>9</sup>. Elles sont utilisées comme supports de base sur lesquels nous fixons la fibre optique SMF-28 à étirer. Sur chacune de ces platines, nous avons monté une petite platine à 3 axes linéaires (Thorlabs Nanomax) afin d'ajuster finement l'alignement de la fibre à l'axe d'étirage avec une précision de l'ordre du micromètre. Sur chacune de ces platines Nanomax, nous avons installé des V-groove, pour placer et guider la fibre, ainsi qu'un aimant afin de la maintenir fixe et droite pendant l'étirage. Le système de chauffage pour ramollir la fibre en silice est une flamme alimentée par une bouteille de gaz de butane. La largeur de la flamme est dépendante de la buse utilisée. Quant à la taille, elle est maîtrisée par un contrôleur de flux<sup>10</sup> qui régule le débit du gaz à la sortie de la buse afin de garder une flamme fixe et stable pendant toute la durée de l'étirage. Nous avons réglé le flux de tel sorte que la taille de la flamme soit d'une hauteur 5 mm et de largeur d'environ 3 mm.

L'installation de la fibre optique sur les platines d'étirage se décompose en trois étapes. Premièrement, la fibre est dénudée de sa gaine polymère de protection et nettoyée à l'aide d'acétone afin d'enlever toutes traces du polymère et de poussières. Deuxièmement, la fibre est installée sur les platines et tendue entre deux aimants de

7. Matériaux non linéaires et applications.

8. Pour platine gauche et droite respectivement en référence à la section 1.3.3.2.

9. Système Newport. Platines XML210 et contrôleur XPS Q8.

10. Alicat Scientific MC.

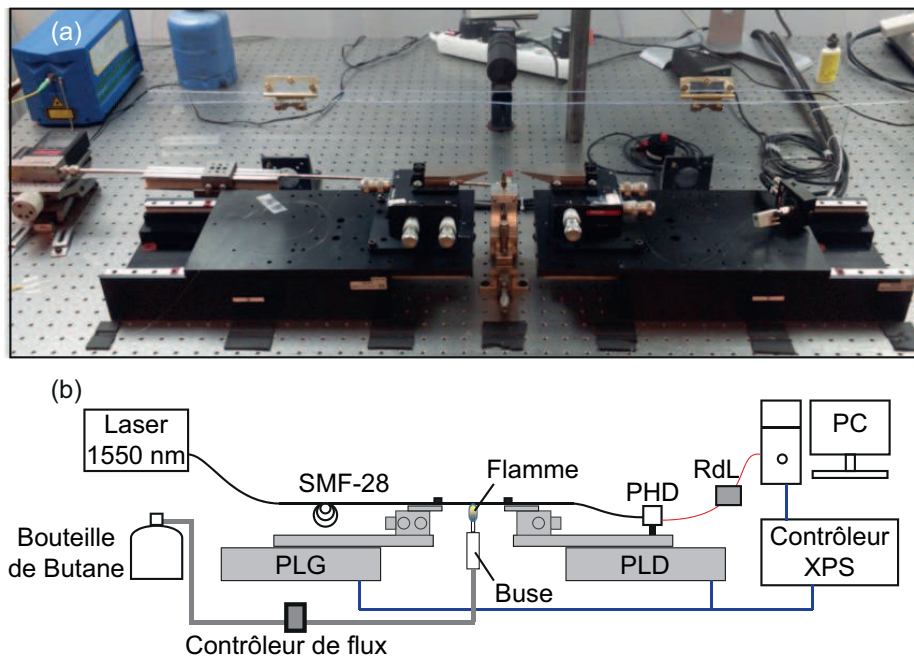


FIGURE 1.20 – (a) Photo du banc d'étirage des fibres optiques pour la fabrication des microfils optiques (b) Composants du banc de fabrication. PHD : Photodiode, RdL : labjack Redlab, PC : Ordinateur.

fixation. Troisièmement, la position de la flamme doit être fixée au point où la partie haute de couleur jaune effleure la fibre, comme le montre la Figure 1.21a et b. La zone de la fibre chauffée est ainsi suffisamment ramollie de manière homogène sur une longueur correspondante à la largeur de la flamme, soit environ 3 mm (correspondant au paramètre  $L_0$ ).

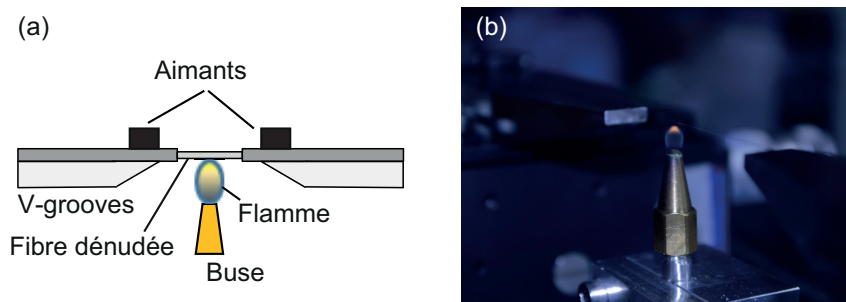


FIGURE 1.21 – (a) Illustration de la position de la flamme par rapport à la fibre. (b) Photo de la flamme chauffant la fibre optique avant l'étirage.

Nous avons également installé une photodiode amplifiée<sup>11</sup> à la sortie de la fibre pour mesurer la transmission pendant l'étirage à l'aide d'un laser à la longueur d'onde  $\lambda_p = 1550$  nm. Un labjack<sup>12</sup> relie la photodiode à l'ordinateur (PC) pour visualiser en temps réel la transmission. L'ensemble du système est protégé par un coffrage transparent pour

11. Thorlabs PDA10CF-EC, détecteur amplifié InGaAs.

12. Meilhaus RedLab 1608fs.

minimiser la pollution des poussières sur la fibre et muni d'une cheminée pour évacuer la chaleur de la flamme. Il est également protégé par une hotte fermée et ventilée afin de plaquer les particules de poussières ambiantes au sol et minimiser la pollution du microfil.

Notre dispositif impose une limite technique. En effet, elle concerne l'élongation de la fibre effilée qui est limitée par la longueur des platines motorisées, de 210 mm chacune. Dans la trajectoire dessinée sur la Figure 1.18b, les valeurs de  $x_g$  et  $x_d$  ne doivent pas dépasser cette limite. Pour limiter l'impact sur l'élongation totale, la valeur du paramètre  $q$  peut être augmentée pour diminuer uniquement la longueur des transitions. Cependant, cet effet a pour conséquence de raidir la pente des transitions et d'accentuer les pertes optiques.

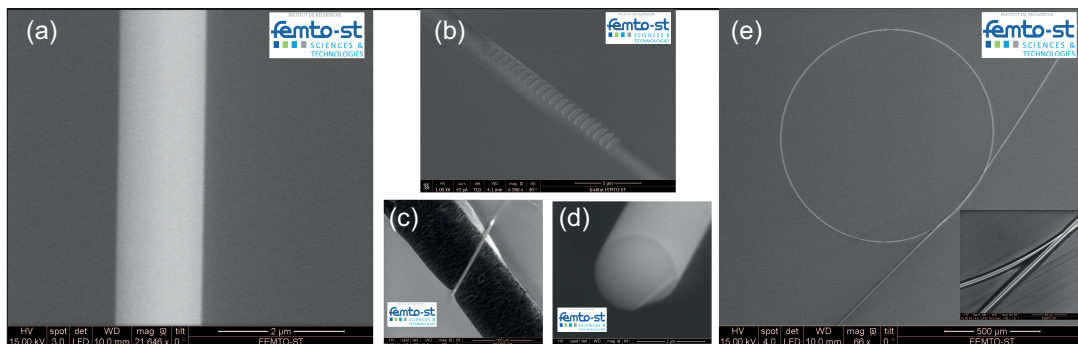


FIGURE 1.22 – Imagerie MEB de nos microfils optiques. (a) Imagerie MEB d'un microfil de diamètre 1,3  $\mu\text{m}$  (b) Imagerie d'un microfil de 2  $\mu\text{m}$  de diamètre sur lequel est inscrit au FIB un réseau de Bragg. (c) Microfil de capillaire de diamètre d'environ 2  $\mu\text{m}$  suspendu sur un diapason large de 300  $\mu\text{m}$ . (d) Section transversale d'un microfil de diamètre 2  $\mu\text{m}$ . (e) Nœud de diamètre 1 mm d'un microfil de diamètre 4  $\mu\text{m}$ . Ces images ont été prises à la centrale de technologie MIMENTO de l'institut FEMTO-ST.

Nous présentons sur la Figure 1.22, quelques exemples de microfils optiques fabriqués par notre système d'étirage. Ces images ont été réalisées à l'aide du MEB au sein de la centrale de technologie MIMENTO de l'institut FEMTO-ST. La Figure 1.22a représente un microfil de diamètre 1,3  $\mu\text{m}$  sur lequel nous observons une faible rugosité de surface et une bonne uniformité du diamètre. La Figure 1.22b représente un microfil de diamètre 2  $\mu\text{m}$  sur lequel nous avons inscrit au FIB (Focused Ion Beam pour *Sonde ionique focalisée* en français) un réseau de Bragg. Cette image montre la possibilité d'usiner à l'échelle nanométrique les microfils optiques. Notre système de fabrication est aussi adapté à différents types de fibre silice comme le montre la Figure 1.22c qui représente un microfil de capillaire en silice de diamètre 2  $\mu\text{m}$  suspendu sur un diapason de largeur 300  $\mu\text{m}$ <sup>13</sup>. La Figure 1.22d montre la section transversale d'un microfil de diamètre 2  $\mu\text{m}$ . Enfin, la Figure 1.22e représente un microfil de diamètre 4  $\mu\text{m}$  noué sur un diamètre de 1 mm<sup>14</sup>. Cette image montre la qualité mécanique de nos microfils optiques permettant une grande flexibilité à la manipulation.

La fabrication des microfils optiques nécessite d'être validée par une mesure expérimentale du profil de la fibre effilée et du diamètre du microfil. De plus, il est intéressant de connaître la rugosité de surface qui déterminera la qualité de fabrication

13. Les fibres capillaires ont fait l'objet d'une étude par Kévin Makles en séjour invité comme postdoctorat en 2018.

14. Le nœud a été réalisé par Pengbai Xu en séjour invité pendant son doctorat en 2017.



avec notre système de balayage à flamme. Enfin, l'étude de la transmission pendant l'étirage permet de mettre en évidence les interférences dues aux différents modes optiques dans le guide et de caractériser le diamètre. Nous verrons ces différents points dans la prochaine section.

## 1.4/ CONTRÔLE ET VALIDATION DE LA FABRICATION

La mise en place du banc de fabrication nécessite la vérification des dimensions du microfil produit. Nous allons voir dans cette section les différentes techniques d'imagerie utilisées pour mesurer le profil de la fibre effilée et le diamètre du microfil. Nous verrons également la qualité de la surface des microfils en mesurant la rugosité. Enfin nous montrerons que la mise en place de la mesure en transmission sur le banc de fabrication permet de contrôler la qualité du microfil.

### 1.4.1/ IMAGERIE DES MICROFILS

Nous présentons dans cette partie, l'imagerie des fibres effilées par le microscope binoculaire pour des diamètres de microfils aux alentours de 10  $\mu\text{m}$  et par l'imagerie au microscope électronique à balayage (MEB) pour la mesure du diamètre des microfils aux alentours de 1  $\mu\text{m}$ .

#### 1.4.1.1/ MICROSCOPE BINOCULAIRE

Pour connaître le profil réel de la fibre effilée, nous avons utilisé un microscope binoculaire. La fibre, une fois étirée, reste maintenue sur les platines d'étirage au dessus de laquelle nous plaçons le microscope munie d'une caméra CCD pour visualiser et traiter les images de la fibre à l'aide d'un ordinateur. Nous avons développé un programme permettant d'extraire le diamètre de la fibre à partir des images prises par la caméra. Nous représentons sur la Figure 1.23 trois captures d'images pour une fibre étirée avec un diamètre de microfil visé de 10  $\mu\text{m}$  sur une longueur de 40 mm. La première mesure s'effectue sur la partie SMF-28 (Figure 1.23a) dont le diamètre de 125  $\mu\text{m}$  sert de référence. La fibre est ensuite translaturée horizontalement à l'aide des platines d'étirage pour mesurer pas à pas la variation du diamètre (Figures 1.23b,c). Comme nous pouvons le voir, le grossissement et la résolution du microscope montrent leurs limites lorsque nous nous approchons de 10  $\mu\text{m}$  de diamètre. Avec ce dispositif, la résolution sur la mesure du diamètre à partir de l'image capturée par la caméra est de 0,4  $\mu\text{m}$ . Le pas de translation entre chaque point de mesure est de 0,5 mm.

Nous avons tracé l'ensemble de ces mesures sur la Figure 1.24a pour obtenir le profil de la fibre (croix rouges). La mesure du profil n'est pas complète à cause des platines de translation, qui ont atteint leur butée. Le profil théorique attendu est tracé en ligne bleu. Nous pouvons voir que l'expérience est en bon accord avec la théorie. En se focalisant sur les points de mesures au niveau du microfil (zoom), la valeur moyenne du diamètre est mesurée à  $d_{MF,mesuré} = 10,4 \pm 0,4 \mu\text{m}$ , ce qui représente un écart relatif à la théorie de 4%. La longueur de cette région est mesurée sur l'ensemble des points entourant la valeur moyenne du diamètre à  $\pm 0,4 \mu\text{m}$ . Par conséquent, nous obtenons  $L_{MF,mesuré} = 43 \pm 1 \text{ mm}$ , ce qui représente un écart relatif à la théorie de 7,5 %.

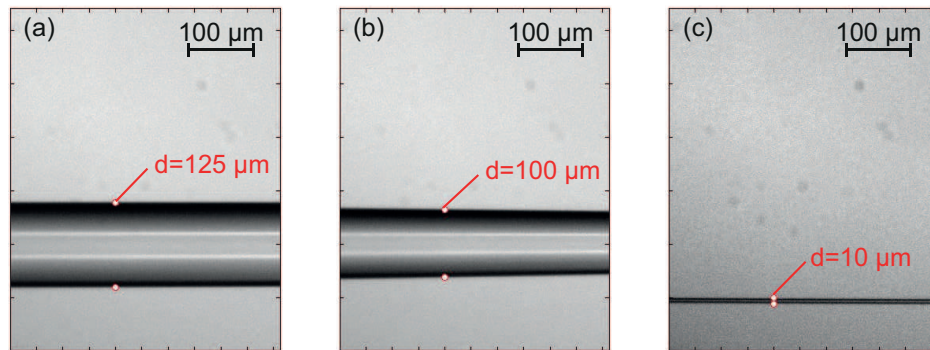


FIGURE 1.23 – Images prises au microscope binoculaire pour mesurer le diamètre le long de la fibre effilée.

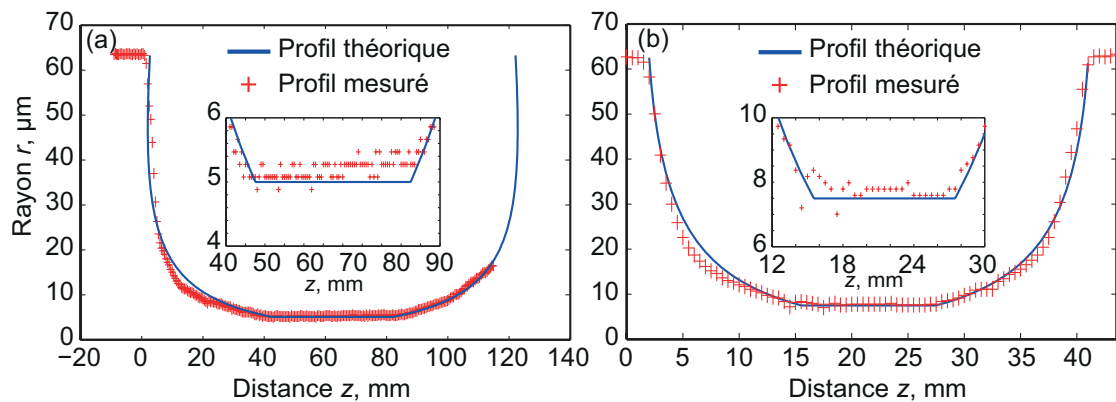


FIGURE 1.24 – Comparaison du profil de la fibre effilée calculé théoriquement (ligne bleue) avec le profil mesuré expérimentalement (croix rouges). (a) Microfil 1 pour un diamètre visé  $d_{MF,visé}$  de 10  $\mu\text{m}$  sur une longueur  $L_{MF,visé}$  de 40 mm. (b) Microfil 2 pour un diamètre visé  $d_{MF,visé}$  de 15  $\mu\text{m}$  sur une longueur  $L_{MF,visé}$  de 12 mm. Les encadrés sont des agrandissements au niveau du microfil. Les résultats expérimentaux sont référencés sur la Table 1.1.

Afin de confirmer le profil total d'une fibre effilée, nous montrons un deuxième exemple sur la Figure 1.24b représentant une fibre dont l'étirage a été interrompu volontairement. Sachant à quel cycle de fabrication il a été interrompu, nous pouvons remonter au profil théorique. Celui-ci correspond à un diamètre de microfil de 15  $\mu\text{m}$  sur une longueur de 12 mm. L'élongation totale étirée correspondante est de 36 mm. Nous remarquons que le profil mesuré expérimentalement est en bon accord avec le profil théorique demandé. Nous pouvons également noter que les deux transitions sont quasiment symétriques. Sur les points de mesures expérimentaux au niveau du microfil (zoom), la valeur moyenne du diamètre est mesurée à  $15,5 \pm 0,4 \mu\text{m}$ , ce qui représente un écart à la théorie de 3,3 %. La longueur de cette région est estimée à  $13 \pm 1 \text{ mm}$ , soit un écart à la théorie de 8 %.

Nous avons reporté, en plus des deux exemples précédents, une autre mesure sur la Table 1.1 en comparant le diamètre et la longueur du microfil théorique et expérimental.

Ces résultats montrent que dans cette gamme de dimension, l'accord théorie-expérience est bien respecté, avec des écarts de 3,6 % en moyenne sur le diamètre du microfil et de



Microfil	$d_{MF,visé}, \mu\text{m}$	$d_{MF,mesuré}, \mu\text{m}$	$L_{MF,visé}, \text{mm}$	$L_{MF,mesuré}, \text{mm}$
1	10	$10,4 \pm 0,4$	40	$43 \pm 1$
2	15	$15,5 \pm 0,4$	12	$13 \pm 1$
3	10	$13 \pm 0,4$	5	$4,5 \pm 1$

TABLE 1.1 – Tableau récapitulatif de différentes mesures des microfils 1, 2 et 3.

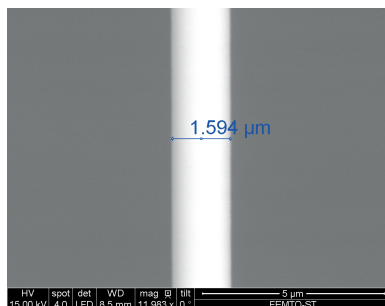
7,8 % sur la longueur correspondante.

Nous allons voir dans la prochaine section que l'écart théorie-expérience devient beaucoup plus important à mesure que le diamètre diminue aux alentours du micromètre.

#### 1.4.1.2/ IMAGERIE MEB

Dans le cas des diamètres de microfils de quelques centaines de nanomètres, nous avons vérifié les dimensions à l'aide du microscope électronique à balayage (MEB)<sup>15</sup> situé au sein de la centrale de technologie MIMENTO de l'institut FEMTO-ST. Cet instrument est une technique de microscopie électronique capable de produire des images en haute résolution de la surface d'un échantillon en utilisant le principe des interactions électrons-matière. L'échantillon nécessite d'être conducteur pour détecter les électrons secondaires à la surface. Nos fibres de silice, qui sont diélectriques, peuvent être métallisées par une couche de métal de quelques nanomètres. L'enceinte du MEB est sous un vide poussé. Il est également possible de caractériser un matériau diélectrique dans les conditions environnementales<sup>16</sup>, qui permet d'éviter l'étape de métallisation mais la résolution est plus faible.

Nous reportons sur le Tableau 1.2, quelques mesures de diamètres moyens de microfils.



Microfil	$d_{MF,visé}, \mu\text{m}$	$d_{MF,mesuré}, \mu\text{m}$	Écart relatif, %
1	0,850	$0,59 \pm 0,02$	30
2	1,1	$0,78 \pm 0,02$	29
3	1,4	$0,98 \pm 0,03$	30
4	2,5	$1,70 \pm 0,05$	32

TABLE 1.2 – (à gauche) Imagerie MEB d'un microfil de diamètre 1,594  $\mu\text{m}$ . (à droite) Tableau récapitulatif des mesures du diamètre moyen sur quatre échantillons et calcul de l'écart relatif à la théorie.

Ces résultats nous montrent que dans cette gamme de dimension, l'écart de mesure du diamètre entre la théorie et l'expérience est plus important que pour les diamètres supérieurs à 10  $\mu\text{m}$ , avec un écart relatif à la théorie aux alentours de 30 %. Par conséquent, cette erreur systématique est prise en compte dans le design des microfils.

15. MEB FEI Quanta 450W. Résolution maximale : 3 nm

16. La chambre à échantillon est remplie de gaz, en général de la vapeur d'eau. Les molécules de gaz percutées par les électrons jouent le rôle d'amplificateur du signal jusqu'au détecteur d'électrons secondaires et assurent une observation topographique de l'échantillon.

La caractérisation par microscope et imagerie MEB nous a permis de vérifier le profil réel de nos fibres effilées, en particulier la région du microfil. Cependant il est nécessaire de caractériser l'état de surface, ou la rugosité, du microfil, qui peut informer sur la qualité de fabrication et de l'environnement de notre système d'étirage.

#### 1.4.2/ QUALITÉ DES MICROFILS

La mesure de l'état de surface des microfils est effectuée par le microscope à force atomique (AFM en anglais pour *Atomic Force Microscope*). Cet instrument permet de sonder la rugosité d'une surface à l'aide d'une pointe et d'un levier afin de visualiser la topographie du microfil avec une résolution latérale d'une dizaine de nanomètres et une résolution verticale de l'ordre de l'angström. Avec l'aide de l'ingénieur de recherche Miguel Suarez, nous avons disposé parallèlement sur une lame de verre à microscope, cinq échantillons de microfils fabriqués avec des diamètres différents. Ces diamètres théoriques  $d_{MF}$  sont de 4,6  $\mu\text{m}$ , 3  $\mu\text{m}$ , 2,4  $\mu\text{m}$ , 1,6  $\mu\text{m}$  et 1,2  $\mu\text{m}$  que nous nommerons par les échantillons 1 à 5 respectivement. Nous avons ensuite placé la lame dans l'enceinte de l'AFM de telle sorte que la pointe balaye la surface du microfil dans la direction traverse à l'axe, sur une plage latérale de quelques micromètres. La mesure de rugosité est effectuée sur deux zones distinctes pour chaque échantillon afin d'obtenir une moyenne représentative de la rugosité globale.

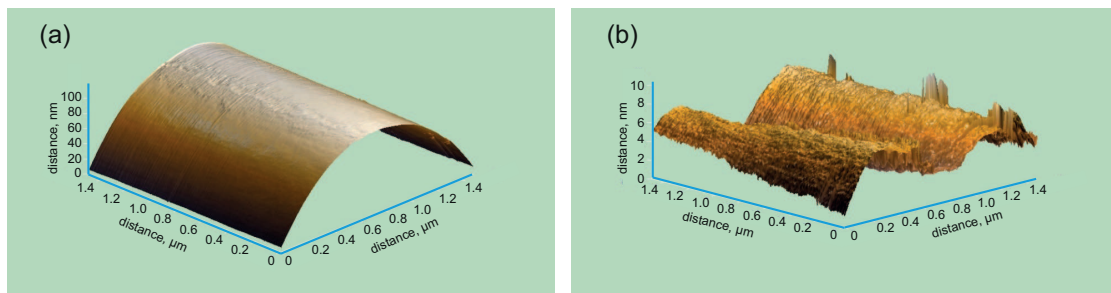


FIGURE 1.25 – Mesure AFM absolue (a) et relative (b) de la topographie de surface du microfil 1 de diamètre  $d_{MF} = 4,6 \mu\text{m}$ .

Nous présentons sur la Figure 1.25a une mesure absolue de la topographie du microfil 1 de diamètre théorique 4,6  $\mu\text{m}$ . A première vue, celui-ci présente une très bonne uniformité de surface. Cette observation est confirmée par la mesure relative de la topographie sur la Figure 1.25b qui permet d'apercevoir les variations très infimes de la rugosité à la surface de l'échantillon. Comme nous pouvons le voir, la surface ondule de quelques nanomètres et la rugosité moyenne sur les deux zones est mesurée à 1,6 nm. Cette valeur est extrêmement faible comparée au diamètre réel du microfil, ce qui représente un rapport d'environ 0,03 %.

Nous montrons un autre exemple de la mesure topographique absolue du microfil 4, de diamètre  $d_{MF} = 1,6 \mu\text{m}$ , sur la Figure 1.26a. A première vue celui-ci présente un défaut de surface non négligeable. Cette observation est confirmée par la mesure relative de la topographie sur la Figure 1.26b. Dans ce cas, la surface présente un creux d'une dizaine de nanomètres. La rugosité moyenne de la surface est mesurée à 5,8 nm, ce qui représente un rapport d'environ 0,36 %. L'état de surface est donc plus rugueux que celui du microfil 1.

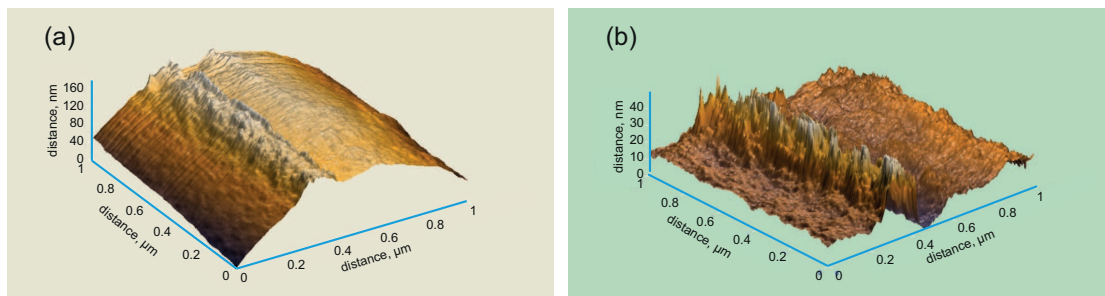


FIGURE 1.26 – Mesure AFM absolue (a) et relative (b) de la topographie de surface du microfil 4 de diamètre  $d_{MF} = 1,6 \mu\text{m}$ .

L'ensemble des mesures collectées de la rugosité des cinq microfils est reporté sur le Tableau 1.3.

Microfil	Diamètre $d_{MF}$ , $\mu\text{m}$	Rugosité moyenne, nm	Rapport
1	4,6	1,6	0,03 %
2	3	1,2	0,04 %
3	2,4	0,4	0,02 %
4	1,6	5,8	0,36 %
5	1,2	4,2	0,35 %

TABLE 1.3 – Tableau représentant des mesures de rugosité de surface de différents échantillons de microfils.

La plage de rugosité de surface mesurée est comprise entre environ 5,8 nm et 0,4 nm, soit une moyenne de 2,6 nm sur l'ensemble des cinq échantillons. Cette valeur présente seulement un facteur 10 de ce que nous trouvons dans la littérature allant jusqu'à 0,2 nm [65]. Par conséquent, ces mesures confirment la bonne qualité de nos microfils optiques ainsi que notre système de fabrication.

Cependant, cette qualité peut être dégradée lorsque le microfil est placé en présence de poussières. En effet, celles-ci peuvent dégrader la transmission optique des microfils dans le temps, comme l'ont observé Fujiwara *et al.* [66]. Suivant la qualité de l'environnement extérieur, c'est à dire, la concentration et la taille des poussières, la transmission se dégrade rapidement dans un environnement traditionnel, tandis que dans une salle blanche, la transmission ne se dégrade pas.

En 2017, Lai *et al.* ont mis au point une technique de caractérisation des fibres effilées par réflectométrie Rayleigh [67]. Parmi différents types de caractérisations, cette technique peut localiser par mesures distribuées du signal rétrodiffusé les poussières et craquelures le long de la fibre effilée. Cette information est très utile après la fabrication pour évaluer la qualité de fabrication et de l'environnement. Dans notre cas, il nous permettrait non seulement de localiser ces défauts, mais aussi de comprendre l'origine des pertes de transmission optique.

Le contrôle de la qualité d'étirage des fibres peut cependant se faire sans imagerie. En effet nous verrons dans la prochaine section, que la mesure de transmission pendant l'étirage est suffisante pour estimer la qualité.

## 1.4.3/ MESURE DU SIGNAL DE TRANSMISSION PENDANT L'ÉTIRAGE

La mesure de la transmission à la sortie de la fibre effilée en cours d'étirage est nécessaire pour deux raisons. D'une part, il permet de contrôler l'étirage en temps réel pour détecter la rupture de la fibre. La mesure se caractérise alors par une chute brutale de la transmission. Ce simple dispositif évite la présence d'une personne à côté du système de fabrication qui pourrait contaminer la fibre. De plus, lorsque le diamètre atteint la centaine de nanomètres, le microfil est difficilement perceptible à l'oeil nu. D'autre part, la technique permet de mesurer les interférences qui ont lieu entre le mode optique fondamental et les modes d'ordres supérieurs pendant l'étirage. Cela permet de vérifier si le microfil est multimode ou monomode à la fin de l'étirage.

Dans notre montage expérimental, nous utilisons un laser continu à la longueur d'onde 1550 nm d'une puissance de 1 mW. La photodiode mesure ce signal qui est échantillonné à une fréquence de 10 000 points/secondes. Un exemple de transmission mesurée est montré sur la Figure 1.27.

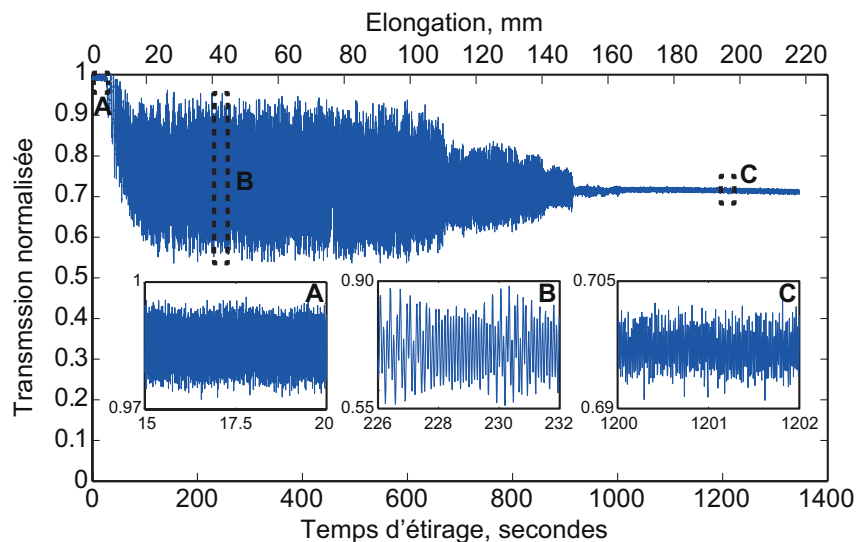


FIGURE 1.27 – Mesure expérimentale de la transmission normalisée à la sortie de la fibre en cours d'étirage en fonction du temps et de l'élongation. les zones A, B et C sont trois agrandissements du signal de transmission à des temps différents.

Cette mesure a été effectuée pour la fabrication d'un microfil de diamètre visé de 1,3  $\mu\text{m}$  sur une longueur de 80 mm. L'élongation totale de la fibre est égale à 213 mm. Nous distinguons 3 principales phases sur l'évolution de la transmission :

- Premièrement, étant donné que la fibre SMF-28 est initialement monomode à la longueur d'onde 1550 nm, la transmission au départ de l'étirage reste maximale et constante pendant les 20 premières secondes (zone A), soit au bout de 5 mm d'élongation environ. Cela représente un diamètre extérieur réduit à environ 40  $\mu\text{m}$ . Le mode fondamental est toujours confiné dans le coeur dopé germanium de la fibre et aucun autre mode n'est excité.
- Deuxièmement, comme expliqué dans la première partie de ce chapitre, le diamètre externe de la fibre diminue encore et le coeur devient trop petit pour guider le mode

fondamental, qui fuit progressivement dans la gaine silice. À ce point, le mode est guidé par l'interface gaine/air. Le diamètre à  $40\ \mu\text{m}$  étant très large devant la longueur d'onde optique, il en résulte la possibilité d'un guidage multimode. Ceci est confirmé par les oscillations observées (zone B) issues du battement de différents modes optiques qui se propagent le long de la fibre effilée avec différentes constantes de propagation et se recombinent à la sortie avec une phase relative qui dépend de la longueur d'étirage. L'amplitude de ces oscillations est due à l'amplitude des différents modes.

- Enfin, au fur et à mesure de l'amincissement de la fibre, les indices effectifs des modes optiques s'approchent de celui de l'air. Le guide devient trop petit pour supporter les modes optiques d'ordres supérieurs qui atteignent un par un leur diamètre de coupure. D'après les courbes de la Figure 1.4, les derniers modes excités se coupent au diamètre  $1,16\ \mu\text{m}$  environ. À partir de ce point, il n'y a plus de battement (zone C) et le microfil devient monomode, ne guidant plus que le mode fondamental  $HE_{11}$ .

Les pertes de transmission optique sont déduites en comparant les valeurs de transmission à la fin et au début de l'étirage. Dans notre exemple, les pertes sont mesurées à 1,55 dB, soit 30 % de pertes. Nous avons tracé sur la Figure 1.28 la statistique des pertes mesurées sur une centaine de fibres étirées depuis le début de la mise en place du système d'étirage.

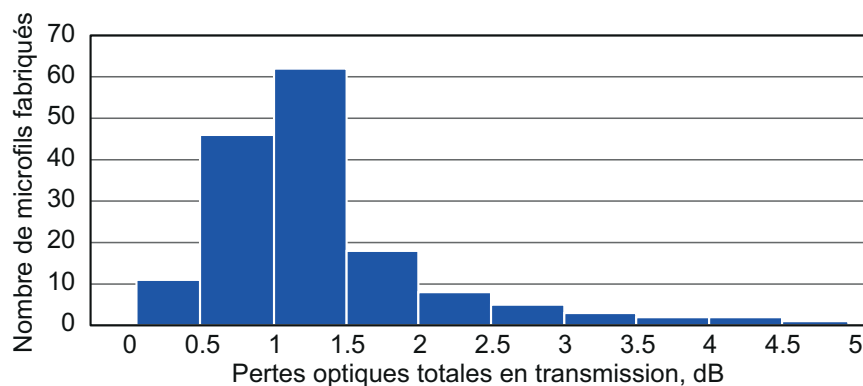


FIGURE 1.28 – Statistique des pertes de transmission optique mesurées à la sortie des fibres effilées à la fin de la fabrication.

D'après ces résultats, les pertes totales en transmission sont généralement comprises entre 0,5 et 1,5 dB. Ces pertes sont principalement dues aux transitions non-adiabatiques qui se caractérisent par la fuite des modes d'ordres supérieurs à leur diamètre de coupure.

Il est possible de visualiser sous la forme d'un spectrogramme l'évolution des modes optiques excités au cours de l'étirage. Pour l'obtenir, nous appliquons la transformation de Fourier d'un signal temporel pour obtenir un spectre fréquentiel<sup>17</sup>. La caractérisation a été particulièrement étudiée par Orucevic *et al.* et Ravets *et al.* [64, 52]. Le spectrogramme de la transmission mesurée sur la Figure 1.27 est présenté sur la Figure 1.29 sous forme d'une cartographie 3-D qui est définie par la fréquence de battement normalisée en fonction du temps et de l'élongation de l'étirage. L'amplitude des battements

17. Fonction Matlab sous le nom de *spectrogram*

est définie par l'échelle des couleurs. Lorsque celle-ci tend vers le rouge l'amplitude est maximale.

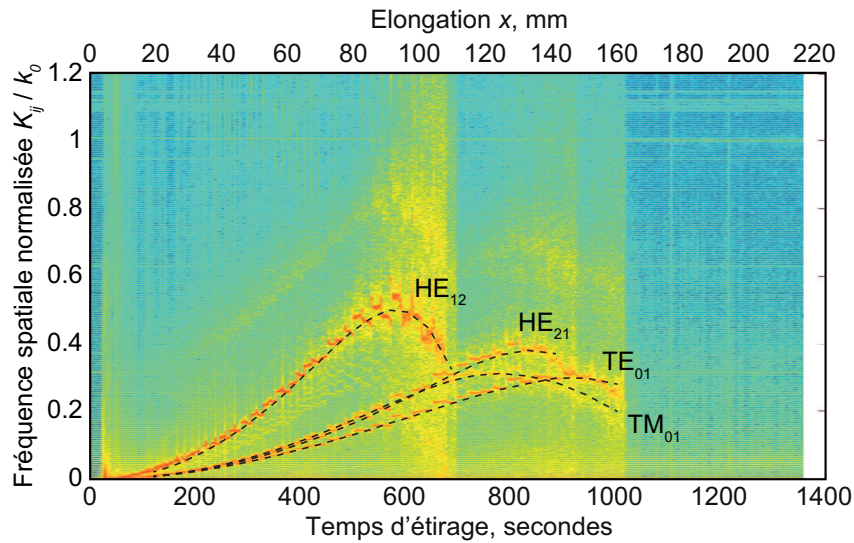


FIGURE 1.29 – Spectrogramme expérimental issu de la mesure de transmission de la Fig.1.27, représentant la fréquence spatiale normalisée des battements de différents modes optiques avec le mode fondamental  $HE_{11}$ , en fonction du temps et de l'élongation. En pointillé, les courbes théoriques sont représentées pour les modes  $HE_{12}$ ,  $HE_{21}$ ,  $TE_{01}$  et  $TM_{01}$ .

Nous distinguons sur cette cartographie plusieurs courbes, d'intensités différentes, évoluer en fonction de l'élongation. Ces courbes correspondent aux modes optiques excités qui peuvent être préalablement identifiés d'après les travaux de Ravets [52]. Chaque courbe représente l'interaction entre deux modes dont la fréquence de battement varie en fonction de l'élongation. Nous relevons dans un premier temps le mode  $HE_{12}$  qui se coupe à une élongation de 110 mm sans transférer son énergie au mode fondamental, entraînant ainsi des pertes. Le diamètre correspondant à cette coupure devrait être égale à  $1,9 \mu\text{m}$ . Les modes  $HE_{21}$ ,  $TE_{01}$  et  $TM_{01}$  se coupent à environ 160 mm d'élongation, ce qui correspond au diamètre critique du guidage monomode  $d_c$  de  $1,16 \mu\text{m}$  de diamètre. Comme nous pouvons l'observer, l'énergie n'est également pas retransférée vers le mode fondamental, induisant également des pertes de transmission. A partir de ce point, le microfil ne supporte que le mode  $HE_{11}$  jusqu'à la fin de la fabrication.

Pour retrouver théoriquement l'évolution du spectrogramme en fonction de l'élongation  $x$ , il est nécessaire de calculer l'évolution des indices effectifs  $n_{eff}$  des modes de propagation en fonction du profil  $rz$  de la fibre étirée (cf Figure 1.4). L'interférence est alors liée au retard de phase  $\phi_{ij}$  entre deux modes  $i$  et  $j$  au cours de l'étirage le long de la fibre qui est donnée par l'équation suivante,

$$\Phi_{ij}(x) = k_0 \int_0^x [n_{eff,i}(r(z)) - n_{eff,j}(r(z))] dz. \quad (1.21)$$

A partir de ce terme, nous en déduisons la fréquence spatiale  $K_{ij}$  donnée par la relation



$$K_{ij}(x) = \frac{d\Phi_{ij}}{dx}. \quad (1.22)$$

Seuls les battements entre le mode fondamental et les modes d'ordres supérieurs sont calculés. Il existe aussi des interférences entre les modes supérieurs excités, mais ils sont généralement trop faibles pour être visibles sur le spectrogramme. Les courbes théoriques de l'évolution de la fréquence spatiale normalisée  $K_{ij}/k_0$  en fonction de l'élongation  $x$  sont tracées sur la Figure 1.29 en traits pointillés superposés à la cartographie 3-D expérimentale. Comme nous avons vu dans la section précédente, il existe une erreur systématique dans le diamètre du microfil final. Pour obtenir la superposition des courbes théoriques sur la cartographie expérimental nous réajustons le profil "théorique" de la fibre effilée. Nous pouvons ainsi en déduire que le microfil possède en réalité un diamètre  $d_{MF}$  de 830 nm au lieu de 1,3  $\mu\text{m}$  visé, soit une erreur relative de 36 %. Par cette comparaison entre la théorie et l'expérience, nous pouvons désormais déterminer la qualité de l'étirage des fibres et également vérifier le profil des transitions et le diamètre final du microfil.

## 1.5/ CONCLUSION DU CHAPITRE

Nous avons présenté dans ce chapitre, le développement d'un savoir-faire local sur la fabrication des microfils optiques à partir de l'étirage de fibre optique standard SMF-28. Notre dispositif est conçu pour obtenir des fibres effilées pouvant atteindre des diamètres de microfils sub-longueurs d'ondes, uniformes sur des longueurs jusqu'à 80 mm avec une faible rugosité de surface. Le profil des transitions, de forme similaire à une exponentielle décroissante, peut être également paramétré pour maîtriser la longueur finale de la fibre effilée tout en assurant une transmission optique à la sortie avec des pertes comprises entre 0,5 et 2 dB. Les pertes proviennent principalement des transitions, qui ne sont pas totalement adiabatiques. Elles ont été caractérisées par l'observation de battements entre le mode optique fondamental et les modes d'ordres supérieurs. Nous avons aussi noté que la valeur du diamètre réel des microfils est systématiquement plus faible que la valeur visée. Ce constat est confirmé par les mesures d'images MEB et des battements optiques. Par conséquent, cette erreur systématique est prise en compte dans le design de nos microfils. L'ensemble de ces caractérisations permet à notre dispositif d'assurer une grande reproductibilité de fabrication, notamment grâce à la mise au point d'un protocole expérimental de préparation et d'étirage des fibres suffisamment robuste pour ne pas être utilisateur-dépendant. En parallèle à ces travaux, nous avons également développé différents boîtiers pour stocker nos fibres étirées et les encapsuler à l'abri de poussières et de courants d'airs extérieurs. La maîtrise de l'encapsulation a permis entre autre d'envoyer nos échantillons à des partenaires dans le cadre des projets ANR OASIS avec l'EPFL à Lausanne et FUNFILM avec Thalès et l'Institut d'Optique à Paris.

## LA DIFFUSION BRILLOUIN DANS LES MICROFILS OPTIQUES

Maintenant que la fabrication des microfils optiques a été introduite, nous allons pouvoir aborder dans ce chapitre le phénomène physique de la diffusion Brillouin dans ces guides d'onde micrométriques. Nous rappellerons tout d'abord le principe physique de la diffusion Brillouin qui est un processus basé sur l'interaction inélastique entre une onde optique et une onde acoustique. Nous présenterons ensuite un modèle analytique et numérique pour décrire la rétrodiffusion Brillouin dans les microfils optiques qui se caractérise par un spectre multi-résonant et fait intervenir des ondes acoustiques de natures différentes. Enfin, nous verrons que la signature spectrale de ces différentes ondes acoustiques permet de caractériser les dimensions transverses des microfils avec une sensibilité de l'ordre quelques nanomètres. Nous présenterons également les premières mesures distribuées effectuées le long d'une fibre effilée.

### 2.1/ RAPPELS SUR LA DIFFUSION BRILLOUIN DANS LES FIBRES OPTIQUES STANDARDS

#### 2.1.1/ DIFFUSION DE LA LUMIÈRE

Le phénomène de diffusion de la lumière s'opère lorsqu'une onde électromagnétique incidente se propageant dans un milieu matériel se retrouve en partie déviée dans toutes les directions. La diffusion *lumière-matière* dans les fibres optiques a des origines multiples qui sont au nombre de trois : La diffusion Brillouin, Raman et Rayleigh [68]. La diffusion Brillouin et Raman sont des diffusions inélastiques, qui se caractérisent par un échange d'énergie de l'onde incidente avec le matériau menant à une variation de la fréquence de la lumière diffusée par rapport à celle incidente. La diffusion Rayleigh quant à elle est une diffusion élastique, sans transfert d'énergie entre l'onde optique incidente et le milieu diffusant. Il en résulte une invariance de la fréquence de l'onde optique diffusée. Ces trois phénomènes sont schématisés spectralement sur la Figure 2.1.

La diffusion Rayleigh, qui correspond au pic central de la Figure 2.1, résulte de l'interaction d'une onde optique avec les fluctuations locales de densité de la matière, et donc de l'indice de réfraction. La longueur caractéristique de ces fluctuations correspond à la taille des particules qui constituent le matériau et est beaucoup plus petite que la longueur d'onde optique. L'interaction étant élastique, la lumière diffusée n'est pas décalée



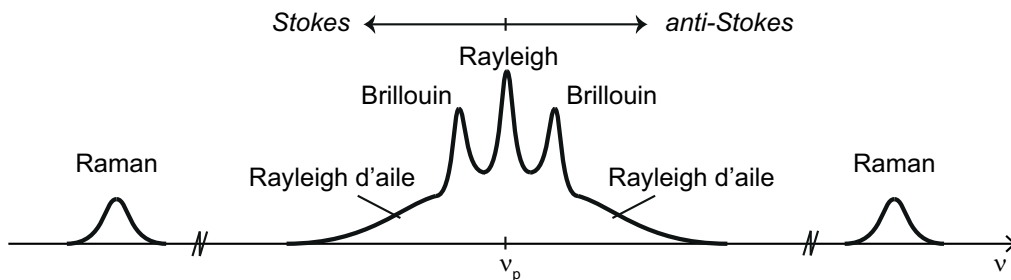


FIGURE 2.1 – Représentation spectrale regroupant les différents types de diffusion (Raman, Brillouin, Rayleigh et ailes Rayleigh) avec les composantes Stokes et anti-Stokes à la fréquence d'excitation de l'onde incidente  $\nu_p$ .

en fréquence mais elle s'accompagne d'une raie élargie d'environ 10 MHz. Dans la pratique, cette interaction est la principale source des pertes linéiques dans les fibres optiques, qui sont dépendantes de la longueur d'onde optique d'incidence [69]. La diffusion Rayleigh d'aile, indiquée sur la Figure 2.1, est issue des fluctuations de l'orientation des molécules anisotropes. Elle n'est donc pas présente dans les fibres optiques. Dans le cas contraire, le processus de réorientation de ces molécules induit un élargissement très important de son spectre qui s'étale sur 150 GHz.

La diffusion Raman est basée sur l'interaction entre une onde optique et des phonons optiques. Ces phonons proviennent des modes de vibrations des molécules qui constituent le milieu. La diffusion étant inélastique, le décalage fréquentiel par rapport à la fréquence d'excitation est de l'ordre de 13 THz avec une largeur de raie de quelques THz dans une fibre optique. La longueur d'onde d'excitation n'influe pas sur ce processus d'interaction. Dans un processus spontané, la bande anti-Stokes est générée plus faiblement que la bande Stokes.

La diffusion Brillouin est issue de l'interaction entre une onde optique et une onde acoustique (*i.e.* élastique), également appelée phonon acoustique. L'onde acoustique est liée à la vibration de la matière qui est générée par la fluctuation de la densité du matériau provenant de l'agitation thermique des molécules. Elle agit alors comme des miroirs mobiles se déplaçant dans toutes les directions. Lorsque l'onde optique incidente se propage dans le milieu, elle est diffusée dans toutes les directions par ces ondes acoustiques. Dans une fibre SMF-28, l'onde diffusée dans le sens inverse à la propagation (rétrodiffusion) subit, par effet Doppler, un décalage en fréquence par rapport à l'onde incidente de l'ordre de 11 GHz avec une largeur de raie de quelques dizaines de MHz. La fréquence de l'onde diffusée est notamment influencée par la longueur d'onde optique incidente et la composition du matériau.

Dans les deux derniers cas, on distingue deux types d'onde diffusée. Lorsque celle-ci est décalée vers les basses fréquences par rapport à l'onde incidente, elle est appelée onde optique Stokes qui résulte de la desexcitation du matériau sous forme de vibrations (molécules, atomes, ondes acoustiques,...) au passage de l'onde incidente. Lorsque l'onde diffusée est décalée vers les hautes fréquences, elle est appelée onde optique anti-Stokes. La bande Stokes apparaît comme une bande d'amplification tandis que la bande anti-Stokes apparaît comme une bande d'absorption.

Dans ce manuscrit, nous allons nous intéresser exclusivement à la diffusion Brillouin, plus particulièrement à la rétrodiffusion Brillouin dans les microfils optiques de silice. Un

rappel du processus est décrit dans la section qui suit.

### 2.1.2/ DESCRIPTION GÉNÉRALE DE LA DIFFUSION BRILLOUIN

La diffusion Brillouin est un processus à trois ondes, comme le montre la Figure 2.2. L'onde électromagnétique incidente, également appelée onde optique de pompe (flèche bleue) est représentée par le vecteur d'onde  $\vec{\beta}_p$  et la pulsation  $\omega_p$ . L'onde qui est diffusée (flèche rouge) est appelée onde Stokes de vecteur d'onde  $\vec{\beta}_s$  et de pulsation  $\omega_s$ . L'onde acoustique (flèche noire), schématisée par un réseau périodique qui illustre la vibration de la matière dans le milieu, est symbolisée par le vecteur d'onde  $\vec{\beta}_a$  et la pulsation  $\omega_a$ .

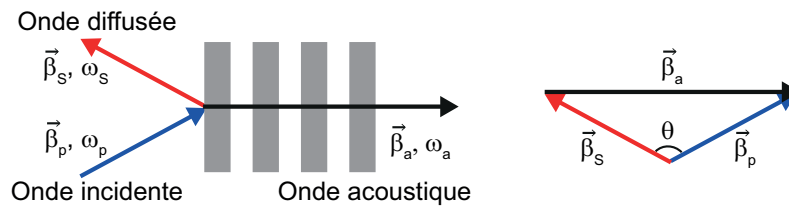


FIGURE 2.2 – Schéma du processus de diffusion Brillouin.

À partir de ces termes physiques, il est possible de trouver une relation qui exprime la fréquence de décalage Brillouin de l'onde diffusée en fonction des paramètres du matériau et de l'onde optique incidente. Pour y parvenir, nous savons tout d'abord que l'énergie et l'impulsion sont conservées dans le processus de diffusion. Cela se traduit dans le cas de la conservation de l'énergie par

$$\hbar\omega_p = \hbar\omega_s + \hbar\omega_a, \quad (2.1)$$

avec  $\hbar$  la constante de Planck. Dans le cas de la conservation de l'impulsion, cela se traduit par

$$\vec{\beta}_p = \vec{\beta}_s + \vec{\beta}_a. \quad (2.2)$$

Les modules des vecteurs d'ondes sont reliés entre eux par l'équation

$$|\vec{\beta}_a|^2 = |\vec{\beta}_p|^2 + |\vec{\beta}_s|^2 - 2|\vec{\beta}_p||\vec{\beta}_s|\cos\theta, \quad (2.3)$$

avec  $|\vec{\beta}_a| = \frac{\omega_a}{V_A}$ ,  $|\vec{\beta}_p| = \frac{n\omega_p}{c}$  et  $|\vec{\beta}_s| = \frac{n\omega_s}{c}$ . Le terme  $n$  est l'indice de réfraction du matériau,  $c$  et  $V_A$  sont les vitesses de la lumière et des ondes acoustiques respectivement et  $\theta$  l'angle entre le vecteur d'onde pompe et le vecteur d'onde Stokes (cf Figure 2.2). En prenant en compte que la fréquence acoustique ( $\sim$ GHz) est beaucoup plus faible que les fréquences optiques ( $\sim$ THz), soit  $\omega_a \ll \omega_{p,s}$ , le module des vecteurs d'onde Stokes et pompe sont toujours quasi-égaux  $|\vec{\beta}_s| \approx |\vec{\beta}_p|$ .

À partir de cette approximation et de l'équation (2.3), la fréquence Brillouin de décalage est alors donnée par la relation suivante

$$v_a(\theta) \approx \frac{2nV_A}{\lambda_p} \sin \frac{\theta}{2}. \quad (2.4)$$

La fréquence de décalage dépend des paramètres du matériau tels que l'indice de réfraction  $n$ , la vitesse des ondes acoustiques  $V_A$ , la longueur d'onde  $\lambda_p$  et enfin de l'angle de diffusion  $\theta$ . Pour les fibres optiques, la propriété du guidage autorise une seule direction, dans le sens inverse à la propagation  $\theta = \pi$  (rétrodiffusion) et dans le même sens de propagation  $\theta = 0$  (diffusion vers l'avant), tous deux illustrés respectivement sur les Figures 2.3a et 2.3b.

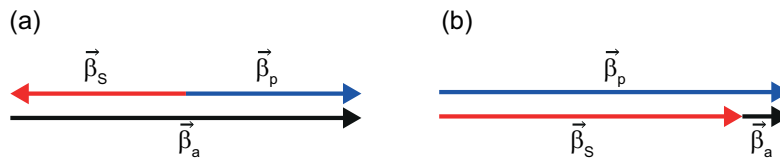


FIGURE 2.3 – Représentation des vecteurs d'ondes du processus de diffusion Brillouin dans une fibre optique. (a) rétrodiffusion. (b) Diffusion vers l'avant.

Dans les fibres optiques, la rétrodiffusion est largement plus forte que la diffusion vers l'avant et la fréquence de décalage Brillouin  $v_B = v_{a,max}$  est maximale. L'accord de phase s'écrit alors  $\beta_a \approx 2\beta_p$ . La fréquence Brillouin est exprimée par la relation

$$v_B = \frac{2n_{eff}V_A}{\lambda_p}. \quad (2.5)$$

Si nous prenons l'exemple de la fibre standard de silice, *i.e.* SMF-28, pour laquelle l'indice de réfraction effectif du mode optique vaut  $n_{eff} = 1,445$  et la vitesse des ondes longitudinales vaut  $V_A = 5900 \text{ m.s}^{-1}$  [70, 71], pour une longueur d'onde de pompe  $\lambda_p = 1550 \text{ nm}$ , la fréquence de décalage Brillouin est égale à  $v_B \approx 11 \text{ GHz}$ . Une illustration du spectre est schématisée sur la Figure 2.4.

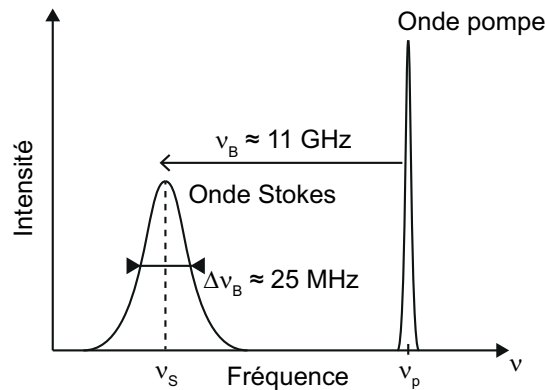


FIGURE 2.4 – Illustration du spectre de diffusion Brillouin dans une fibre optique de type SMF-28 à la longueur d'onde optique de pompe de  $\lambda_p = 1550 \text{ nm}$ .

La largeur de raie  $\Delta v_B$  est liée au temps de vie des phonons acoustiques dans le matériau. Dans la silice il est donné à 10 ns, ce qui correspond à une propagation sur quelques

microns. Ils s'amortissent exponentiellement dans le temps, ce qui donne un pic de fréquence Stokes avec un profil lorentzien de largeur à mi-hauteur  $\Delta\nu_B \approx 25$  MHz et un pic d'amplitude maximale centré à  $\nu_S$ .

Le modèle à trois ondes traditionnellement utilisé pour décrire la diffusion Brillouin dans les fibres est basé sur l'approximation des ondes planes [68, 5]. L'équation (2.6) décrit la propagation des ondes acoustiques conduite par le battement entre l'onde pompe d'amplitude  $A_P$  et l'onde Stokes d'amplitude  $A_S$  [68].

$$-2i\omega_a \frac{\partial \rho}{\partial t} + (\omega_B^2 - \omega_a - i\omega_a \Gamma_B) \rho - 2i\beta_a V_A^2 \frac{\partial \rho}{\partial z} = \epsilon_0 \gamma_e \beta_a^2 A_P A_S^* \quad (2.6)$$

L'onde acoustique est représentée par la fluctuation de la densité  $\rho$ . Le terme  $\Gamma_B = 2\pi\Delta\nu_B$  est l'amortissement des phonons acoustiques et  $\gamma_e$  représente la constante électrostrictive.

Les champs optiques des ondes pompe et Stokes sont réduits, avec l'approximation de l'amplitude lentement variable, aux systèmes d'équations d'ondes couplés tels que [68]

$$\frac{\partial A_P}{\partial z} + \frac{1}{c/n} \frac{\partial A_P}{\partial t} = \frac{i\omega\gamma_e}{2nc\rho} \rho A_S, \quad (2.7)$$

$$-\frac{\partial A_S}{\partial z} + \frac{1}{c/n} \frac{\partial A_S}{\partial t} = \frac{i\omega\gamma_e}{2nc\rho} \rho^* A_P. \quad (2.8)$$

La pulsation  $\omega$  provient de l'approximation  $\omega \approx \omega_p \approx \omega_S$ .

Dans la littérature, on définit deux configurations sur la diffusion Brillouin. La configuration de la *génération* et la configuration *d'amplification* [68, 72]. Ces deux cas sont illustrés sur la Figure 2.5.

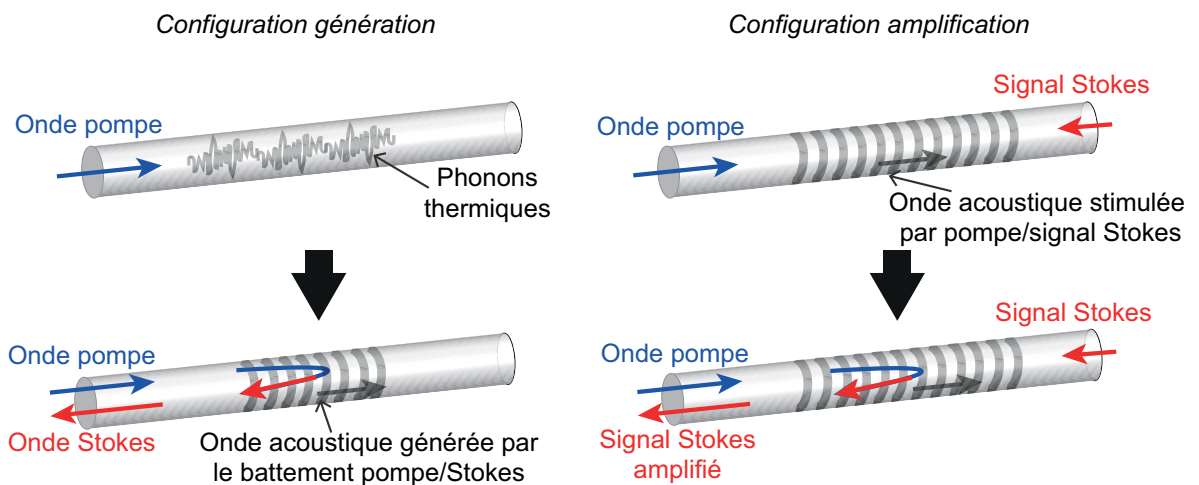


FIGURE 2.5 – Illustration des configurations *génération* et *amplification* de la rétrodiffusion Brillouin dans une fibre.

Dans la configuration de *génération*, seule l'onde optique de pompe (flèche bleue) est injectée dans la fibre dans laquelle elle interagit avec les phonons acoustiques issus de l'agitation thermique. L'onde pompe est ainsi en partie diffusée spontanément,

généralant l'onde diffusée Stokes (flèche rouge) décalée en fréquence par l'effet Doppler. Cette dernière se superpose à l'onde pompe créant un battement optique qui est particulièrement cohérent lorsque les deux ondes sont contrapropagatives (cas rétrodiffusion). Le battement génère une fluctuation de la densité sous l'effet de l'électrostriction, un processus qui tend un matériau à se compresser sous l'effet d'un champ électrique [68]. Cette fluctuation correspond ainsi à une onde acoustique (flèche grise) qui se déplace dans le sens de propagation de la pompe et dans l'axe de la fibre. Lorsque la puissance de l'onde pompe augmente, l'onde Stokes s'intensifie, ce qui résulte d'une augmentation de la force d'électrostriction, et donc de l'amplitude des ondes acoustiques. Le processus évolue exponentiellement avec la puissance par l'augmentation de l'amplitude de l'onde Stokes. Par convention, on associe à ce processus exponentiel un seuil au delà duquel on considère la diffusion comme stimulée. Dans l'autre configuration dite d'*amplification*, un faible signal optique centré à la fréquence Stokes est injecté dans le sens contra-propagatif de la pompe. Les ondes acoustiques ne sont plus issues du bruit thermique mais directement de l'électrostriction induite par le battement entre la pompe et le signal. Le signal à la sortie se retrouve amplifié par la rétrodiffusion de la pompe. Ce système peut être également appelé pompe-sonde.

Dans notre cas, nos expériences sont limitées à des puissances de pompe de 2 W maximum en continu, bien en deça du seuil Brillouin, estimé à plus de 50 W dans les microfils [10]. Nous restons donc dans un régime spontané. Nous verrons également que nous utiliserons au fil de ce chapitre les deux configurations de la diffusion Brillouin pour caractériser les microfils optiques. Avant de les présenter, nous allons introduire l'état de l'art de la diffusion Brillouin dans les différentes fibres.

### 2.1.3/ LA DIFFUSION BRILLOUIN DANS DIFFÉRENTS TYPES DE FIBRES

Le choix de la structure et du matériau du guide d'onde est critique pour la diffusion Brillouin. Certains matériaux, du fait de leur indice de réfraction ou leur coefficient élasto-optique vont fournir des gains Brillouin plus efficaces que dans une fibre optique standard. D'autres types de fibres, par leurs structures et dimensions transverses, vont augmenter le confinement du champ électromagnétique et des ondes acoustiques. Ceci mène à une interaction opto-acoustique beaucoup plus forte et dans certains cas peut faire intervenir des ondes acoustiques de différentes natures.

Nous rappelons tout d'abord que la première expérience reportée de la rétrodiffusion Brillouin dans une fibre optique a été publiée en 1972 par Ippen et Stolen [73]. Ils ont observé un signal rétrodiffusé Brillouin à l'aide d'un interféromètre Fabry-Perot, dans une fibre optique de silice monomode. Ces mesures correspondaient à une vitesse des ondes acoustiques longitudinales de  $5890 \text{ m.s}^{-1}$  dans la silice, en accord avec les valeurs de la littérature [71]. Une caractérisation complète du spectre de gain Brillouin dans les fibres optiques de profil d'indices différents, a été effectuée par Nikles *et al.* en 1997 [74]. La première mesure de la diffusion Brillouin vers l'avant (GAWBS, pour Guided Acoustic Waves Brillouin Scattering) a été rapportée par Shelby *et al.* en 1985 [75]. Ce processus utilise des modes acoustiques transverses excités thermiquement. L'interaction avec ces modes induisent une modulation de phase et la dépolarisation de la lumière transmise. L'étude de la diffusion Brillouin spontanée parvient en 1986 par Tkach *et al.* qui ont reporté la rétrodiffusion Brillouin spontanée pour la caractérisation des fibres optiques, à la longueur d'onde télécom 1525 nm, à l'aide d'une détection hétérodyne [76]. Grâce à

cette technique, simple à mettre en œuvre et dans laquelle seulement une extrémité de la fibre est nécessaire, il est possible de caractériser spectralement les fibres optiques avec une grande précision de l'ordre du MHz.

Quelques années plus tard, la diffusion Brillouin a été observée dans les fibres à cristaux photoniques (PCF pour *Photonic Crystal Fiber* en anglais). Ces fibres, élaborées dans les années 1990 [77], sont des fibres optiques microstructurées dont la section transverse comporte un motif constitué de trous placés de manière périodique [78]. Cette microstructure entourant un cœur de l'ordre du micron augmente fortement le confinement des ondes électromagnétiques et acoustiques, ce qui permet de stimuler la diffusion Brillouin sur une longueur beaucoup plus courte (1000 fois moins) qu'une fibre SMF classique. Ce type de fibre a aussi la particularité de changer de façon significative la dispersion des modes optiques et acoustiques. Par conséquent, les modes acoustiques ne sont pas seulement longitudinaux mais issus de la superposition cohérente entre les ondes longitudinales et de cisaillement. Ce type de mode acoustique est appelé mode hybride. Ces propriétés, dans le cas d'une PCF de silice dont le diamètre de cœur est en deça de la longueur d'onde optique, ont été observées expérimentalement avec un spectre Brillouin multi-pics dont la fréquence de décalage est d'environ 10 GHz [7]. Ces différents pics correspondent à plusieurs modes acoustiques hybrides localisés dans le cœur et avec différentes proportions de déplacement longitudinaux et transverses [79, 80]. Depuis, des caractérisations complètes de ces fibres ont été effectuées au cours des années dans le cas de la rétrodiffusion [81] et la diffusion vers l'avant [82, 83], dont Beugnot *et al.* ont rapporté la suppression du GAWBS et la localisation du mode acoustique de cœur [84]. En 2016, la diffusion Brillouin de surface dans ce genre de fibre a été observée et étudiée par Tchahame *et al.* au sein de notre équipe à l'institut FEMTO-ST [85]. Les ondes acoustiques de surface, de fréquence de décalage d'environ 6 GHz, sont des ondes de Rayleigh et ont la particularité d'avoir leur puissance acoustique localisée proches des trous d'air de la microstructure.

Comme montré précédemment, la dimension à l'échelle de la longueur d'onde d'un guide est propice à la génération d'un spectre de rétrodiffusion Brillouin multi-pics issue des ondes de surface et d'un mélange hybride entre les ondes acoustiques de compression et de cisaillement. L'étude que nous allons présenter par la suite va impliquer ces différents processus dans les microfils optiques, en particulier pour des diamètres proches de la longueur d'onde optique. La fibre effilée dans son ensemble sera également caractérisée.

## 2.2/ DIFFUSION BRILLOUIN DANS LES MICROFILS OPTIQUES

Nous avons vu dans le premier chapitre que les microfils optiques ont connu un essor à partir des années 1990. La diffusion Brillouin dans une fibre amincie a été reportée pour la première fois à la fin des années 90 pour réaliser un miroir à conjugaison de phase de réflectivité supérieure à 90% [8]. Dix ans plus tard, Kang *et al.* caractérisent les résonances acoustiques transverses dans des microfils optiques de silice de quelques micromètres de diamètre sur une longueur de 40 cm chacune [9]. En 2014, Beugnot *et al.* de l'Institut FEMTO-ST, ont reporté la première caractérisation complète du spectre de rétrodiffusion Brillouin dans les microfils optiques [10]. Cette étude a montré non seulement la présence des ondes acoustiques hybrides, comme l'ont observé Dainese *et al.* dans les PCFs, mais aussi la signature des ondes acoustiques de surface de type Rayleigh. Ces ondes ont été caractérisées par la suite par Florez *et al.* en 2016 [86], en

démontrant l'auto-suppression d'une onde de surface pour un certain diamètre de microfil.

Le modèle standard à trois ondes fait l'hypothèse d'une seule onde acoustique longitudinale et ne permet pas de décrire les ondes de cisaillement ou de surface. Nous allons présenter dans la prochaine section, des modèles analytique et numérique qui permettent de comprendre nos observations expérimentales.

### 2.2.1/ MODÈLE THÉORIQUE : MODÈLE ANALYTIQUE ET SIMULATION NUMÉRIQUE

Nos modèles sont basés sur l'équation générale de l'élastodynamique qui décrit le mouvement des ondes acoustiques dans un milieu solide (ou liquide). Elle est exprimée sous la forme [87]

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} - \frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j} = F_i, \quad (2.9)$$

avec  $\rho$  la masse volumique,  $(u_i)_{i \in \{x,y,z\}}$  une composante du champ de déplacement d'un point matériel du milieu,  $T_{ij}$  le tenseur des contraintes mécaniques et  $F_i$  une force extérieure qui s'exerce sur le système.

Le tenseur des contraintes est une représentation des efforts intérieurs du matériau lorsqu'il est soumis à une déformation mécanique. Il est exprimé en fonction des coefficients élastiques  $c_{ijkl}$  du matériau et de la déformation  $\epsilon_{kl}$ . Dans le cas des petites déformations, il e Brillouin spectroscopy of silica optical micro and nanofibers Hooke

$$T_{ij} = c_{ijkl} \epsilon_{kl}. \quad (2.10)$$

La déformation  $\epsilon_{kl}$  est définie par la relation [87]

$$\epsilon_{kl} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_k}{\partial x_l} + \frac{\partial u_l}{\partial x_k} \right). \quad (2.11)$$

La silice étant un matériau isotrope, c'est à dire que les propriétés optiques et mécaniques du milieu sont identiques quelle que soit la direction de l'axe d'étude. Le tenseur  $c_{ijkl}$  peut être exprimé en fonction de deux constantes indépendantes, les coefficients de Lamé  $\lambda$  et  $\mu$ , homogènes à une contrainte qui sont exprimés en GPa<sup>1</sup>. Le coefficient  $\mu$  est aussi appelé module de cisaillement. En tenant en compte des relations de symétrie dues à l'isotropie de la silice, telles que  $\alpha = ij = ji$  et  $\beta = kl = lk$  [87], ces propriétés mènent vers l'expression de trois composantes exprimées sous le format matriciel réduit  $c_{\alpha\beta}$  telles que

$$\begin{aligned} c_{11} &= c_{22} = c_{33} = \lambda + 2\mu, \\ c_{12} &= c_{23} = c_{13} = \lambda, \\ c_{44} &= c_{55} = c_{66} = \mu = \frac{c_{11} - c_{12}}{2}. \end{aligned}$$

1. Ne pas confondre le coefficient de Lamé  $\lambda$  avec la longueur d'onde optique  $\lambda_p$ .



Dans la silice,  $c_{11} = 78,5$  GPa,  $c_{12} = 16,1$  GPa et  $c_{44} = 31,2$  GPa [87]. À partir de ces relations, le tenseur d'un matériau isotrope  $c_{\alpha\beta}$  se réduit à deux composantes  $c_{11}$  et  $c_{12}$  sous la forme

$$c_{\alpha\beta} = \begin{pmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{12} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{11} & c_{12} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{12} & c_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{c_{11}-c_{12}}{2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{c_{11}-c_{12}}{2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{c_{11}-c_{12}}{2} \end{pmatrix} \quad (2.12)$$

La loi de Hooke peut également s'exprimer par une combinaison linéaire à l'aide des coefficients  $\lambda$  et  $\mu$  donnée par l'expression

$$T_{ij} = \lambda\epsilon\delta_{ij} + 2\mu\epsilon_{ij}, \quad (2.13)$$

avec  $\epsilon$  la dilatation du volume<sup>2</sup> et  $\delta_{ij}$  le symbole de Kronecker.

À partir de ces expressions, le calcul de la propagation des ondes acoustiques dans un barreau de silice peut s'effectuer suivant différentes méthodes. Dans ce manuscrit, nous présenterons une méthode analytique et une méthode numérique.

### 2.2.1.1/ LE MODÈLE ANALYTIQUE

Dans le modèle analytique, nous nous contentons dans notre cas de calculer les solutions de l'équation élastodynamique (2.9) sans le second membre  $F_i$ , dans le but d'obtenir tous les modes acoustiques existants dans un guide cylindrique. Le problème peut être résolu analytiquement.

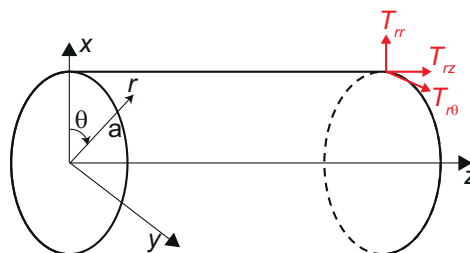


FIGURE 2.6 – Représentation schématique des coordonnées cylindriques.  $r$  la composante radiale,  $\theta$  la composante azimutale et  $z$  la composante axiale.  $a$  est le diamètre du guide cylindrique. Les termes  $T_{rr}$ ,  $T_{rz}$  et  $T_{r\theta}$  sont les contraintes à la surface du guide.

Étant donné la géométrie du problème, nous décrivons le champ de déplacement dans un repère polaire, comme illustré sur la Figure 2.6. À l'intérieur du cylindre de rayon  $a$ , le milieu étant homogène, le champ de déplacement  $\vec{u}(r, \theta, z)$  peut se décomposer comme la somme du gradient d'un potentiel scalaire  $\phi$  et du rotationnel d'un vecteur  $\vec{\psi}$  telle que

2.  $\epsilon = \epsilon_{11} + \epsilon_{22} + \epsilon_{33}$



$$\vec{u} = \vec{\nabla}\phi + \vec{\nabla} \wedge \vec{\psi}, \quad (2.14)$$

où le potentiel scalaire  $\phi$  traduit la déformation liée à la dilatation, c'est à dire avec un changement local de volume. Le potentiel vecteur  $\vec{\psi}$  traduit la déformation liée au cisaillement pur (soit sans changement local du volume). Ces potentiels doivent satisfaire les équations de propagation qui se déduisent de l'équation (2.9) sans second membre

$$\nabla^2\phi - \frac{1}{V_L^2} \frac{\partial^2\phi}{\partial t^2} = 0, \quad (2.15) \quad \nabla^2\vec{\psi} - \frac{1}{V_T^2} \frac{\partial^2\vec{\psi}}{\partial t^2} = 0, \quad (2.16)$$

où  $V_L = \sqrt{\frac{c_{11}}{\rho}} = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}}$  et  $V_T = \sqrt{\frac{c_{44}}{\rho}} = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$  désignent respectivement les vitesses de phase des ondes acoustiques longitudinales et transverses. Dans la silice  $V_L = 5900 \text{ m.s}^{-1}$  et  $V_T = 3700 \text{ m.s}^{-1}$ . Ces équations indiquent par ailleurs que le champ de déplacement d'une onde propagée à travers un guide peut se décomposer en une onde longitudinale et une onde transverse avec des vitesses de phase différentes, comme l'illustre la Figure 2.7.

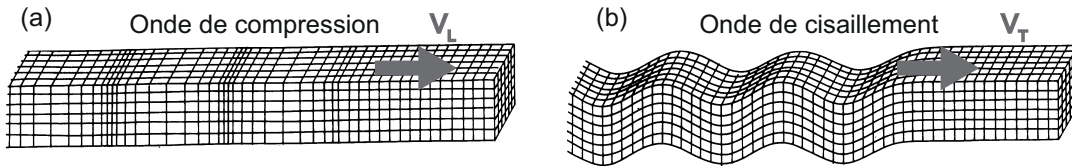


FIGURE 2.7 – Illustration d'une onde de compression (a) et de cisaillement (b).

La propagation de l'onde longitudinale suivant l'axe, entraîne une variation de la distance entre les plans parallèles de la structure, induisant une variation de volume. Lorsque l'onde transverse se propage suivant l'axe, la structure se déforme perpendiculairement à l'axe (cisaillement), faisant glisser les plans parallèles, sans aucune variation de volume.

En reprenant les équations (2.15) et (2.16), nous supposons que les solutions sont exprimées en coordonnées cylindriques  $(r, \theta, z)$  sous la forme

$$\begin{aligned} \Phi &= A \cos(n\theta) e^{i(\omega_a t - \beta_a z)} J_n(pr), \\ \Psi_z &= B \sin(n\theta) e^{i(\omega_a t - \beta_a z)} J_n(qr), \\ \Psi_r &= C \sin(n\theta) e^{i(\omega_a t - \beta_a z)} J_{n+1}(qr), \\ \Psi_\theta &= -C \cos(n\theta) e^{i(\omega_a t - \beta_a z)} J_{n+1}(qr), \end{aligned}$$

avec  $\omega_a$  est la pulsation acoustique,  $\beta_a$  le vecteur d'onde acoustique et  $n$  l'ordre azimutal<sup>3</sup>. Les coefficients A, B et C sont des constantes à déterminer et  $J_n$  est une fonction de Bessel de première espèce d'ordre  $n$ <sup>4</sup>. Les paramètres  $p$  et  $q$  sont exprimés par

$$p = \sqrt{\frac{\omega_a^2}{V_L^2} - \beta_a^2} \quad \text{et} \quad q = \sqrt{\frac{\omega_a^2}{V_T^2} - \beta_a^2}.$$

3. Multiplier par 2 pour avoir le nombre de lobes selon  $\theta$

4. Nous avons fixé arbitrairement la dépendance azimutale du mode acoustique qui sera fixé par l'excitateur

Dans le but d'obtenir la relation de dispersion acoustique, nous rappelons les conditions limites au bord du guide d'onde. C'est à dire qu'aucune contrainte n'est appliquée à sa surface. Nous obtenons d'après l'équation (2.13), l'expression des trois composantes de la contrainte à la surface  $r = a$  telle que

$$\begin{aligned} T_{rr} &= \lambda \operatorname{div} \vec{u} + 2\mu \frac{\partial u_r}{\partial r}, \\ T_{r\theta} &= \mu \left( \frac{1}{r} \frac{\partial u_r}{\partial \theta} + \frac{\partial u_\theta}{\partial r} \right), \\ T_{rz} &= \mu \left( \frac{\partial u_r}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial r} \right). \end{aligned}$$

L'équation de dispersion acoustique s'obtient en annulant les contraintes sur la surface libre ( $r = a$ ) par les conditions limites au bord du guide (Figure 2.6). Cela revient à exprimer  $T_{rr}(r = a) = 0$ ,  $T_{r\theta}(r = a) = 0$  et  $T_{rz}(r = a) = 0$ . Ces trois expressions peuvent s'écrire sous forme matricielle

$$\begin{pmatrix} T_{rr}(r = a) \\ T_{r\theta}(r = a) \\ T_{rz}(r = a) \end{pmatrix} = M(a, \beta_a, \omega_a, n, p, q) \begin{pmatrix} A \\ B \\ C \end{pmatrix} = 0,$$

avec  $M$  une matrice 3x3 dépendante des paramètres  $q, p, a, \beta_a, \omega_a, n$  et des fonctions de Bessel  $J_n$ . Ce système fournit trois équations à trois inconnues (A, B et C) qui admet des solutions non nulles si le déterminant  $\det(M)$  est nul. Par conséquent, nous appelons  $\det(M) = 0$  l'équation de dispersion des modes acoustiques dont les paramètres libres sont  $\beta_a$  et  $\omega_a$ . Nous montrons facilement qu'il existe  $m$  solutions pour  $\beta_a(\omega_a, n)$ . Et inversement  $m$  solutions  $\omega_a(\beta_a, n)$ . Lorsque  $n = 0$ , les modes sont des ondes de compression longitudinales notés  $L(0, m)$ , ou une onde de torsion  $T(0, m)$  [87]. Si  $n = 1$ , les solutions sont des modes de flexion  $F(1, m)$  [87]. Lorsque  $n = 2$ , les modes sont des ondes torsoradiales notés  $TR(2, m)$  [75, 86].

Pour illustrer les solutions de ces équations, nous montrons sur la Figure 2.8a un diagramme de dispersion acoustique calculé dans le cas d'un cylindre de diamètre 1  $\mu\text{m}$ , sur une plage de fréquence  $\nu$  entre 0 et 12 GHz. Dans notre cas, seules les solutions  $L(0, m)$  (en noir) et  $TR(2, 1)$  (en bleu) sont présentes<sup>5</sup>.

D'après le graphique de la Figure 2.8a, tous les modes sont dispersifs et présentent une fréquence de coupure en dessous de laquelle le mode n'existe pas, excepté pour le premier mode longitudinal  $L(0, 1)$ . Nous remarquons aussi les courbes des modes  $L(0, m)$  ne se croisent pas. Nous appelons ces zones des anti-croisements.

La vitesse des ondes acoustiques est définie par la relation  $V_A = \omega_a / \beta_a = 2\pi\nu a / \beta_a$ . Sur le diagramme de dispersion, la vitesse correspond à l'inverse de la pente. Sur la Figure 2.8a, les vitesses des ondes longitudinale  $V_L$ , transverse  $V_T$  et Rayleigh  $V_R$  sont représentées respectivement par les pentes des bandes jaune, verte et rouge<sup>6</sup>. À première vue, nous distinguons vers les hautes fréquences que les deux premiers modes fondamentaux

5. Les autres modes acoustiques sont peu ou pas excités comme le montrera le modèle numérique.

6. Dans un milieu isotrope,  $V_R \approx 0,91V_T \approx 3400 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  [87].

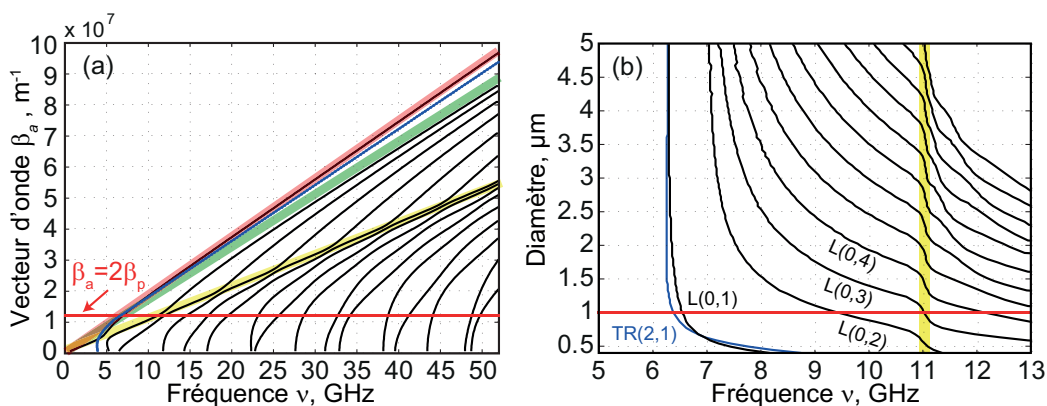


FIGURE 2.8 – (a) Diagramme de dispersion acoustique du vecteur d'onde  $\beta_a$  en fonction de la fréquence  $\nu = \omega_a/2\pi$  pour un diamètre de microfil de 1  $\mu\text{m}$ . En bleu, le mode  $TR(2, 1)$ . En noir, les modes  $L(0, m)$ . La droite horizontale définit l'accord de phase Brillouin  $\beta_a = 2\beta_p$ . Les bandes de couleur jaune, verte et rouge correspondent aux pentes des vitesses des ondes acoustiques longitudinales, transversales, et Rayleigh respectivement. (b) Diagramme d'accord de phase des modes acoustiques représentés par le diamètre du microfil en fonction de la fréquence de décalage Brillouin  $\nu_B$ . La bande jaune représente la branche de compression de l'onde acoustique.

$L(0, 1)$  et  $TR(2, 1)$  tendent tout deux vers la limite de Rayleigh [87]. Ces ondes sont typiquement des ondes de surface<sup>7</sup>. Tous les autres modes tendent vers une même pente correspondant à la vitesse transverse  $V_T$  sur la Figure 2.8a. Par la suite, cette tendance vers la vitesse  $V_T$  produira sur le diagramme des spectres Brillouin ce que nous appellerons des branches de cisaillement. La dispersion d'une onde longitudinale, représentée par la bande jaune, suit les anti-croisements entre les différentes courbes des modes  $L(0, m)$ . Les anti-croisements ont systématiquement lieu au niveau de la droite linéaire de pente  $V_L$ . Nous appellerons plus tard cette droite la branche de compression. La ligne horizontale rouge sur la Figure 2.8a représente la condition d'accord de phase pour la rétrodiffusion Brillouin défini par le vecteur d'onde acoustique  $\beta_a = 2\beta_p = 4\pi n/\lambda_p$ , avec  $n=1,44$  l'indice de la silice et la longueur d'onde optique  $\lambda_p = 1550$  nm. Le point de croisement entre cette ligne et les courbes de dispersion détermine la fréquence Brillouin  $\nu_B$  des modes acoustiques impliqués dans l'interaction.

Lorsque nous traçons la valeur de ces fréquences  $\nu_B$  en fonction du diamètre du microfil, entre 0,4 et 5  $\mu\text{m}$ , nous obtenons la Figure 2.8b correspondant au diagramme d'accord de phase Brillouin. Cette figure montre les fréquences des modes longitudinaux  $L(0, m)$  et du mode fondamental torso-radial  $TR(2, 1)$  pouvant se propager dans le guide d'onde. Nous retrouvons la branche de compression à la fréquence 11 GHz (illustrée par la bande jaune), les branches de cisaillement qui tendent vers 7 GHz et les deux ondes de Rayleigh  $L(0, 1)$  et  $TR(2, 1)$  qui tendent vers 6 GHz.

Nous avons introduit dans le premier chapitre que l'indice effectif du mode optique fondamental  $HE_{11}$  diminue à mesure que le diamètre  $d$  du microfil décroît (Figure 2.9a). La variation de l'indice effectif du mode de propagation optique  $n_{eff}(d, \lambda_p)$  doit être prise en compte. Nous rappelons que cette variation est calculée en resolvant l'équation de dispersion du guide tout en tenant compte de la dispersion du matériau. [44, 46].

7. Ondes de Rayleigh similaires aux ondes sismiques terrestres

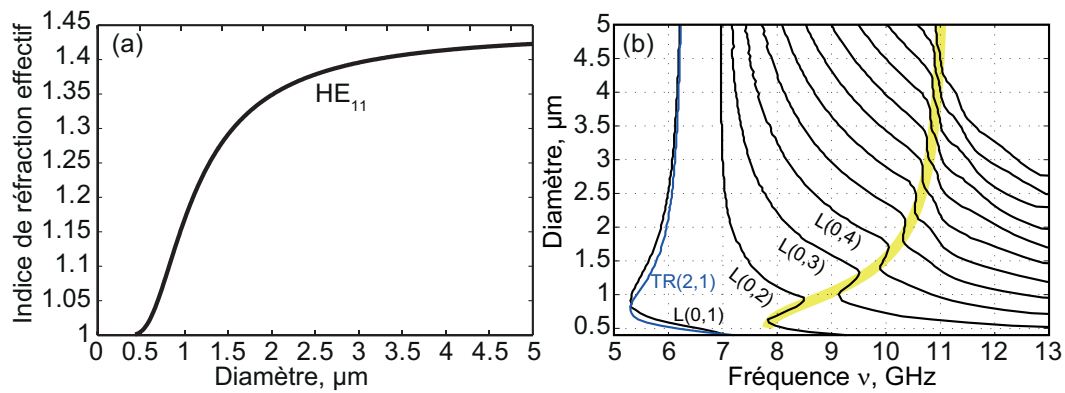


FIGURE 2.9 – (a) Calcul de l'évolution de l'indice effectif du mode  $HE_{11}$  en fonction du diamètre du microfil. (b) Diagramme d'accord de phase des modes acoustiques représentés par le diamètre du microfil en fonction de la fréquence de décalage Brillouin  $\nu_B$  et prenant en compte la dispersion optique.

Le vecteur d'onde acoustique  $\beta_a$  est calculé pour chaque diamètre à partir de l'accord de phase qui implique la variation de  $n_{eff}$  du mode optique à la longueur d'onde  $\lambda_p$  tel que  $\beta_a = 2\beta_p = 4\pi n_{eff}(d)/\lambda_p$ . Le diagramme d'accord de phase résultant est présenté sur la Figure 2.9b.

Nous remarquons dans ce cas l'évolution des fréquences des modes de propagation, en particulier lorsque le diamètre devient inférieur à 3  $\mu\text{m}$ . La dispersion optique impacte fortement la branche de compression en dispersant la fréquence Brillouin jusqu'à 8 GHz. La superposition de la dispersion acoustique dans le cas d'une onde purement longitudinale  $\nu_B = (2n_{eff}V_L)/\lambda_p$ , suit bien ce décalage (bande jaune). Cela dit, étant donné le guidage des ondes acoustiques dans les microfils de diamètres inférieurs à 3  $\mu\text{m}$ , cette forte dispersion vers les basses fréquences introduit la notion de modes acoustiques hybrides, que nous nommerons HAW<sup>8</sup>. Elle sont issues du mélange entre une onde de compression et une onde de cisaillement par le couplage à l'interface du guide. La vitesse de ces modes est comprise entre la vitesse acoustique des ondes longitudinales et transverses.

Nous notons également que les anti-croisements sont plus prononcés avec la dispersion optique. Les ondes de surface, que nous nommerons SAW<sup>9</sup>,  $L(0, 1)$  et  $TR(2, 1)$  subissent aussi la dispersion optique en se décalant vers les basses fréquences jusqu'à environ 5,3 GHz à environ 0,85  $\mu\text{m}$  de diamètre.

Le modèle analytique a l'avantage d'être rapide et de permettre de comprendre la nature des ondes. Cependant, il ne permet pas de décrire l'interaction opto-acoustique car la résolution se fait sans le second membre. Ainsi, il trouve beaucoup plus de solutions que nous n'en avons affichées. Dans la pratique, l'excitation des modes est très sélective ce qui rend essentiel une résolution avec second membre. Pour cela nous procédons commodément par la méthode des éléments finis que nous allons décrire dans la prochaine section.

8. Hybrid Acoustic Wave en anglais

9. Surface Acoustic Wave en anglais

## 2.2.1.2/ LE MODÈLE NUMÉRIQUE

Pour comprendre l'interaction opto-acoustique menant à la diffusion Brillouin dans les microfils, nous avons utilisé la simulation numérique en prenant en compte la force électrostrictive qui induit la compression du milieu sous l'effet d'un champ électrique [88, 10]. Le modèle va permettre de produire des spectres Brillouin théoriques proches de l'expérience en intégrant les paramètres élastiques et optiques du matériau. Pour intégrer la contribution de la force optique dans l'équation élastodynamique (2.9), le terme d'excitation extérieur  $F_i$  est défini par le tenseur des contraintes d'électrostriction  $T_{ij}^{es}$ . Ce tenseur exprime la force optique exercée sur le matériau par la superposition du champ électrique de l'onde optique de pompe  $E^P$  et l'onde Stokes rétrodiffusée  $E^S$  telle que

$$E_i(r, z; t) = E^P(r)e^{i(\omega_p t - \beta_p z)} + E^S(r)e^{i(\omega_s t - \beta_s z)}. \quad (2.17)$$

Le terme d'électrostriction fait intervenir la permittivité du vide  $\epsilon_0$ , la susceptibilité électrique  $\chi_{klij}$  et les composantes de champs électriques  $E$

$$T_{ij}^{es} = -\epsilon_0 \chi_{klij} E_k E_l^*. \quad (2.18)$$

La susceptibilité est définie par  $\chi_{klij} = \epsilon_{km} \epsilon_{ln} p_{mnij}$  où  $\epsilon$  est la permittivité du matériau,  $p_{mnij}$  le tenseur élasto-optique et les indices  $i, j, k, l, m$  et  $n \in \{1, 2, 3\}$ . Le terme de force de pulsation  $\omega_a = \omega_p - \omega_s$ , qui vérifie l'accord de phase, est proportionnel à  $E_k^P E_l^{S*} e^{i(\omega_a t - \beta_a z)}$ , avec  $\beta_a = \beta_p - \beta_s$ . L'équation générale élastodynamique revient alors à exprimer

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} - \left( c_{ijkl} \frac{\partial u_k}{\partial x_l} \right)_{,j} = - \left( \epsilon_0 \chi_{klij} E_k E_l^* \right)_{,j}. \quad (2.19)$$

L'indice  $j$  après la virgule indique une dérivation selon  $x_j$ ,  $\partial/\partial x_j$ . Pour résoudre cette équation, celle-ci est écrite sous sa forme variationnelle en la multipliant par champ de déplacement test  $v_i^*$  et en l'intégrant sur une surface  $S$ .

$$\int_S \rho v_i^* \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} - \int_S v_i^* \left( c_{ijkl} \frac{\partial u_k}{\partial x_l} \right)_{,j} = - \int_S v_i^* T_{ij}^{es} \quad (2.20)$$

Le tenseur des contraintes d'électrostriction est défini à l'aide de la distribution spatiale du mode optique fondamental. Celui-ci est préalablement calculé en utilisant la méthode des éléments finis à l'aide du logiciel de calcul COMSOL. Nous représentons sur la Figure 2.10a la modélisation d'une section d'un barreau de microfil de silice de diamètre 1  $\mu\text{m}$  entouré d'air. La section est modélisée par un maillage triangulaire de plusieurs éléments de surface. La circonférence du cercle est résolue par 48 points.

Le mode optique fondamental est ensuite calculé à la longueur d'onde optique de 1550 nm comme représenté sur la Figure 2.10b. Cette figure représente la répartition spatiale de densité d'énergie optique du mode  $HE_{11}$ . L'indice de réfraction du mode à ce diamètre est calculé à  $n_{eff} = 1,173$ . À partir des composantes du champ électrique et de l'indice effectif du mode optique calculé, l'équation (2.20) est résolue en fixant directement l'accord de phase  $\beta_a = 2\beta_p$  sur une gamme de fréquence  $\nu$  afin de reconstituer le spectre Brillouin. Le logiciel COMSOL calcule la contribution des déplacements  $u_i$  sur la section,

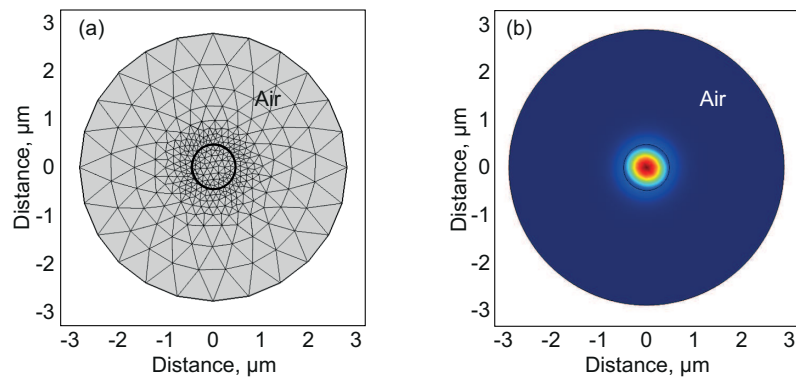


FIGURE 2.10 – (a) Maillage du microfil de silice de diamètre 1  $\mu\text{m}$  entouré d'air. (b) Calcul du mode optique fondamental  $HE_{11}$  représenté par la densité de puissance optique.

puis intègre tous les éléments de surface  $S$  par le calcul de l'énergie cinétique qui est directement lié à l'intensité du signal Brillouin. Cette opération est effectuée pour différents diamètres compris entre 0,36  $\mu\text{m}$  et 5  $\mu\text{m}$  par pas de 5 nm. Pour chaque diamètre, le calcul de l'énergie cinétique est effectué sur une plage de fréquence allant de 5 GHz et 12 GHz.

Le résultat de ce modèle numérique donne le diagramme d'accord de phase, représenté sur la Figure 2.11, qui est défini par le diamètre du microfil en fonction de la fréquence  $\nu$ . La couleur rouge indique le maximum d'intensité du signal Brillouin. En référence au diagramme calculé avec le méthode analytique sur la Figure 2.9b, nous retrouvons la même évolution mais nous pouvons voir que le signal Brillouin est plus fort sur les branches de compression.

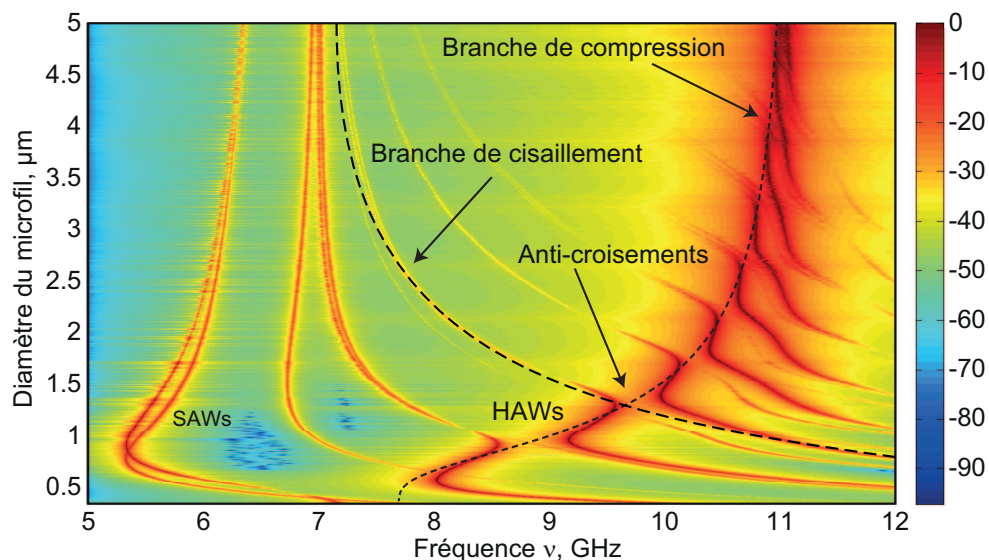


FIGURE 2.11 – Simulation numérique par éléments finis du diagramme d'accord de phase Brillouin représenté par le diamètre du microfil en fonction de la fréquence. La couleur rouge indique les maxima d'intensité. Nous indiquons la branche de compression de l'onde acoustique (en pointillé) et une des branches de cisaillement (en tiret).



Lorsque nous nous plaçons vers les grands diamètres aux alentours de  $5\ \mu\text{m}$ , la majorité de l'énergie est concentrée à la fréquence 11 GHz. À ce diamètre, l'indice effectif du mode optique est très proche de la silice et la propagation de l'onde acoustique est peu impactée par les conditions limites au bord du cylindre. Pour les microfils de grands diamètres ( $> 3\ \mu\text{m}$ ), les ondes acoustiques sont similaires à des ondes de compression se déplaçant à la vitesse longitudinale, d'où un accord de phase efficace à 11 GHz. Par conséquent, le spectre de rétrodiffusion Brillouin est identique à celui d'une fibre standard.

Lorsque le diamètre du microfil diminue ( $< 3\ \mu\text{m}$ ), nous observons la forte dispersion de la branche de compression vers les basses fréquences, comme expliqué précédemment. Cette dispersion mène à la génération des ondes HAWs issues de la superposition d'ondes de compression et de cisaillement. L'énergie acoustique reste très forte sur la branche de compression (pointillés noirs). Nous pouvons remarquer aussi que l'efficacité de la force d'électrostriction est non-négligeable lorsque nous nous éloignons de la branche, en direction du cisaillement (tirets noirs). Pour illustrer ces ondes acoustiques, nous représentons sur la Figure 2.12a un spectre Brillouin pour un microfil de diamètre 710 nm issu du diagramme de la Figure 2.11. En identifiant les modes sur la Figure 2.9b, les deux pics aux fréquences 8,2 GHz et 10,25 GHz sont respectivement les modes acoustiques  $L(0,2)$  et  $L(0,3)$ . Le profil de déplacement de ces deux modes sont illustrés sur la Figure 2.12b,c pour les modes respectifs indiqués<sup>10</sup>.

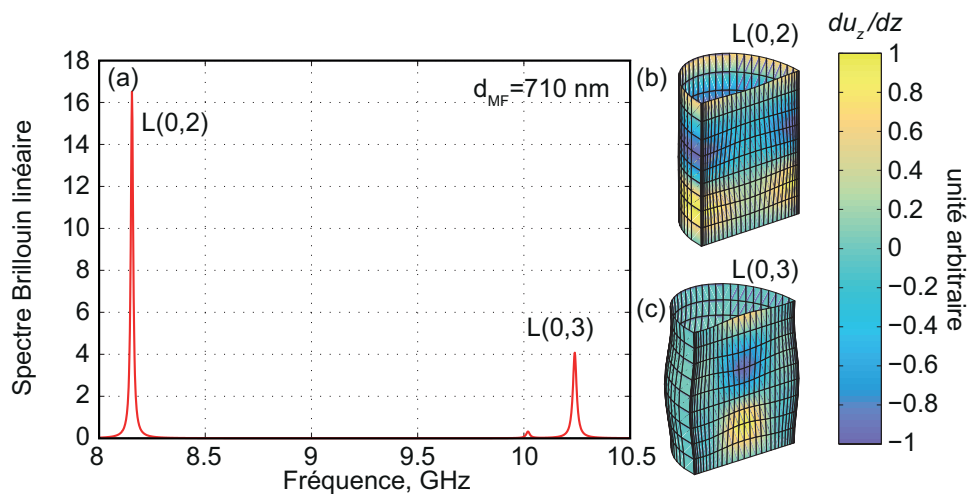


FIGURE 2.12 – (a) Spectre des ondes HAWs du modèle numérique au diamètre  $d = 710\ \text{nm}$ . Identification des résonances correspondantes aux modes  $L(0,2)$  (a) et  $L(0,3)$  (b). Les profils sont calculés à partir de la formule analytique et représentés avec des déplacements exagérés. La fibre est représentée en “coupe” pour voir aussi bien la déformation en surface et à l’intérieur.

La structure est définie par un cylindre de diamètre 710 nm avec un maillage dont les noeuds symbolisent les points matériels. Il est intéressant d’analyser la déformation de la maille caractérisant le type d’onde qui s’y propage. L’échelle des couleurs décrit la proportion de déformation suivant l’axe du cylindre  $du_z/dz$ , à savoir que la couleur jaune représente une compression de la maille et la couleur bleue une dilatation selon  $z$ , l’axe

10. Les profils sont calculés à partir de la formule analytique et représentés avec des déplacements exagérés.

du barreau. Nous voyons que la propagation du mode acoustique  $L(0, 2)$  ne déforme pas le guide à la surface. La contribution du déplacement est essentiellement longitudinale et localisée sur le bord intérieur. Cet aspect est confirmé par sa localisation proche de la branche de compression sur la Figure 2.11. Le mode  $L(0, 3)$  quant à lui déforme très légèrement la surface donnant une contribution mixte entre la déformation longitudinale et la déformation transverse.

En plus des ondes hybrides, nous retrouvons les ondes SAWs aux basses fréquences comme l'indique le diagramme d'accord de phase de la Figure 2.9b. Le spectre Brillouin au diamètre 710 nm pour le cas des ondes de surface est présenté sur la Figure 2.13a.

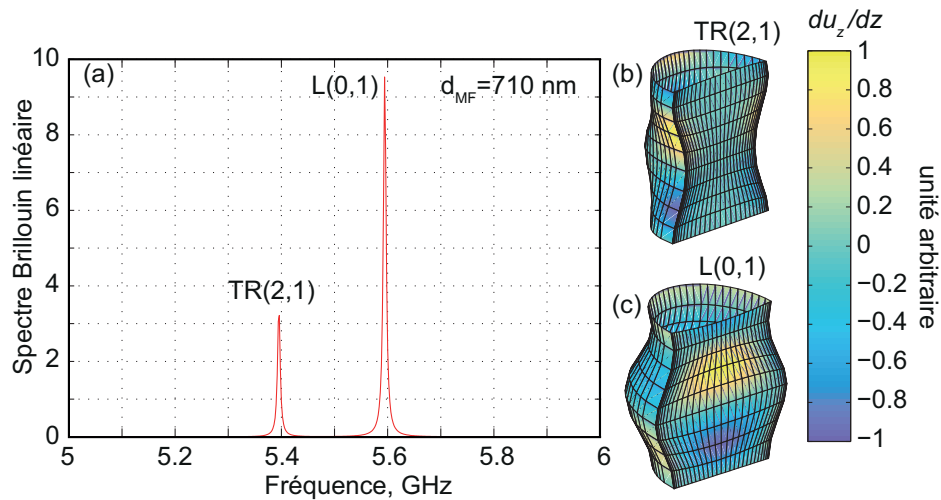


FIGURE 2.13 – (a) Spectre des ondes SAWs du modèle numérique au diamètre  $d = 710$  nm. Identification des résonances correspondantes aux modes  $TR(2, 1)$  (a) et  $L(0, 1)$  (b). Les profils sont calculés à partir de la formule analytique et représentés avec des déplacements exagérés. La fibre est représentée en “coupe” pour voir aussi bien la déformation en surface et à l’intérieur.

Le pic à 5,4 GHz est identifié comme provenant du mode  $TR(2, 1)$  et le pic à 5,6 GHz du mode  $L(0, 1)$ . L’illustration du champ de déplacement dans le guide cylindrique est montrée sur la Figure 2.13b,c. Ces deux modes déforment fortement la surface du guide. La contribution cisaillement est beaucoup forte que la contribution longitudinale.

Maintenant que nous avons décrit les ondes acoustiques dans les microfils optiques et les fréquences Brillouin attendues, nous allons étudier la contribution des autres parties de la fibre effilée : les transitions.

### 2.2.1.3/ SPECTRE BRILLOUIN LE LONG D’UNE FIBRE EFFILÉE

Les fibres effilées ont la propriété de posséder une variation de diamètre très rapide le long des transitions et un diamètre uniforme sur une grande longueur le long du microfil. La durée de vie de l’onde acoustique étant d’environ 10 ns et la vitesse de l’ordre de quelques milliers de mètres par seconde, l’onde acoustique n’est cohérente que sur quelques dizaines de microns. Comme le spectre Brillouin dépend du diamètre du fil et que celui-ci varie le long des transitions, le spectre final est composé d’une superposition



incohérente de spectres tout le long de la fibre effilée<sup>11</sup>. Cette spécificité est illustrée sur la Figure 2.14.

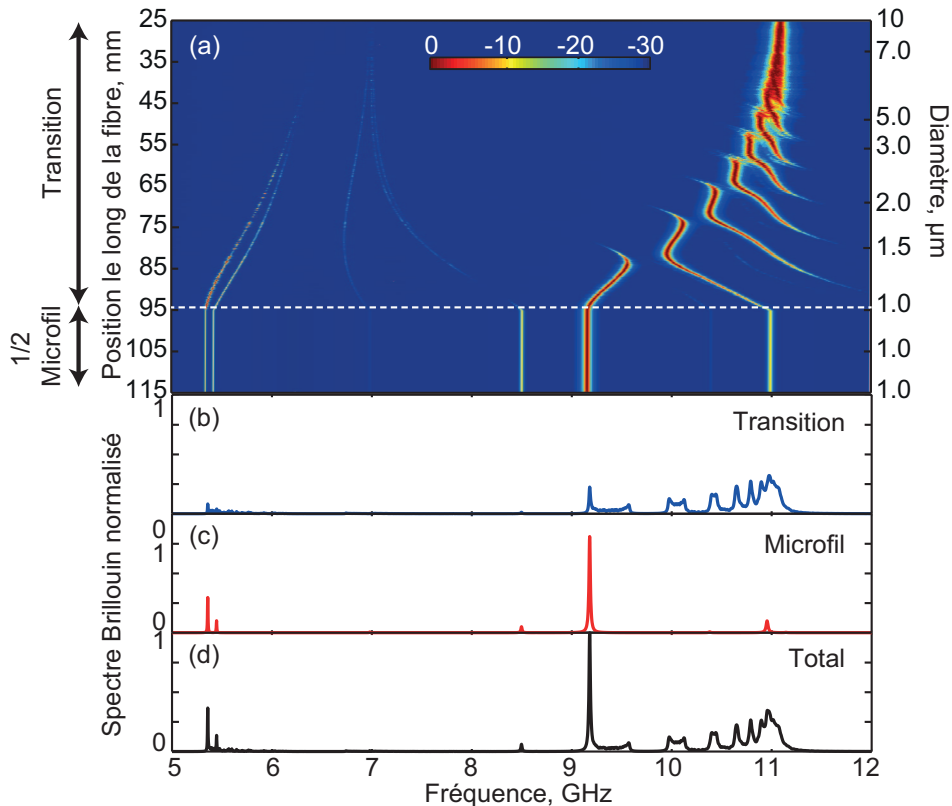


FIGURE 2.14 – (a) Simulation numérique du spectre Brillouin le long d'une demi-fibre effilée. La couleur rouge correspond aux maxima d'intensité. (b) Spectre Brillouin intégré et normalisé sur la partie transition. (c) Spectre Brillouin intégré et normalisé sur la partie microfil de diamètre 1  $\mu\text{m}$  sur 20 mm. (d) Spectre Brillouin total intégré et normalisé sur tout le profil.

À partir de la cartographie spectrale Brillouin en fonction du diamètre du microfil, nous avons modélisé sur la Figure 2.14a l'évolution des spectres le long d'une fibre effilée. Le profil de la fibre utilisé pour le modèle possède un diamètre de microfil de 1  $\mu\text{m}$  sur une longueur de 40 mm. La longueur totale de la fibre effilée est égale à 230 mm. Si nous considérons le profil de la fibre symétrique, nous pouvons modéliser l'effet sur la moitié d'une fibre effilée (soit 115 mm de longueur). Nous avons alors une transition (95 mm de longueur) et la moitié d'un microfil (20 mm de longueur). Ce cas est identique à un profil complet si nous normalisons l'amplitude du spectre. La simulation ne va pas au delà de 10  $\mu\text{m}$  de diamètre, car au delà le spectre est identique à celui d'une fibre standard (fréquence à 11 GHz). Comme nous pouvons le voir, le spectre Brillouin évolue peu entre 10 et 5  $\mu\text{m}$  de diamètre bien qu'il diminue très rapidement due à la forte pente de la transition à cet endroit. À partir de 3  $\mu\text{m}$  de diamètre, le spectre évolue lentement, due à la faible pente du profil en fin de transition. Nous commençons à apercevoir la signature des ondes acoustiques hybrides et des anti-croisements vers les hautes fréquences

11. Avec l'utilisation d'un laser très cohérent ( $\approx 50$  kHz), la superposition incohérente est valable pour des faibles puissances optiques de pompe (régime spontané).

supérieures à 9 GHz. Lorsque nous atteignons le microfil au diamètre uniforme de 1  $\mu\text{m}$ , le spectre n'évolue plus et reste identique tout le long de cette région, avec l'apparition de la signature des ondes acoustiques de surfaces vers 5,5 GHz. Si nous intégrons et superposons tous les spectres Brillouin de la région transition, nous obtenons le spectre normalisé bleu de la Figure 2.14b. Nous pouvons voir des résonances élargies et de faibles amplitudes qui résultent de la superposition de toutes les fréquences Brillouin qui se dispersent continuellement vers les basses fréquences à mesure que le diamètre diminue. Maintenant, si nous intégrons tous les spectres de la région microfil, nous obtenons le spectre normalisé rouge de la Figure 2.14c. Le diamètre étant constant, le spectre reste inchangé. Les résonances ne s'élargissent pas et leur amplitude est plus élevée. Ainsi, la somme des spectres générés dans la transition et le microfil est représentée par le spectre noir sur la figure 2.14d. C'est typiquement la figure spectrale Brillouin que nous observerons expérimentalement dans les sections qui vont suivre. Pour les observer nous allons maintenant présenter le montage expérimental basé sur la détection hétérodyne.

### 2.2.2/ MESURES EXPÉRIMENTALES DE SPECTRES BRILLOUIN RÉTRODIFFUSÉS

### 2.2.3/ MONTAGE EXPÉRIMENTAL : LA DÉTECTION HÉTÉRODYNE

Dans la section précédente, nous avons montré que le décalage en fréquence Brillouin rétrodiffusé se trouve dans le domaine Radio-Fréquenciel (RF) jusqu'à 12 GHz. Pour le mesurer, nous utilisons un dispositif expérimental utilisant la détection hétérodyne [76]. Il consiste à transposer le signal optique dans le domaine RF à l'aide d'un oscillateur local ( $\omega_{\text{signal}} = \omega_{\text{OL}} - \omega_a$ , avec  $\omega_a \ll \{\omega_{\text{signal}}, \omega_{\text{OL}}\}$ ). L'intérêt de ce montage est d'accéder à une très haute résolution spectrale dans le domaine de détection électrique comparé au domaine optique. Le dispositif est intégralement fibré et représenté sur la Figure 2.15.

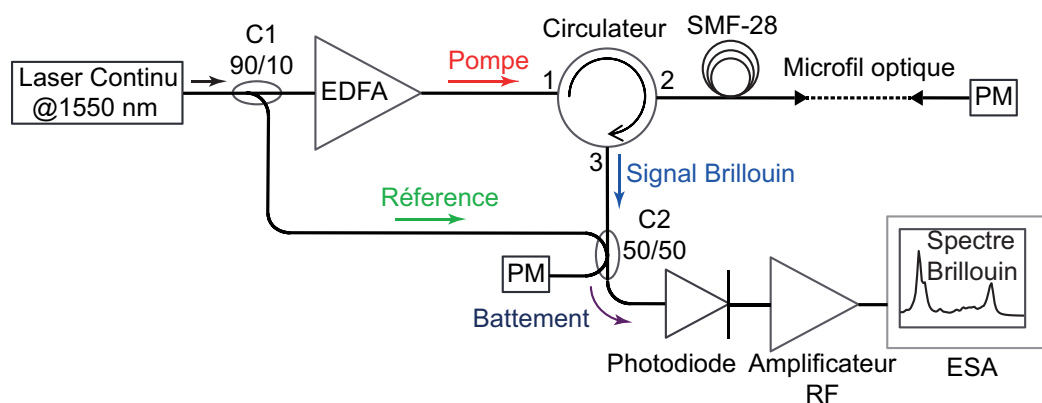


FIGURE 2.15 – Schéma du montage expérimental de la détection hétérodyne. C : Coupleur, EDFA : Amplificateur fibre dopé Erbium, PM : Puissance-mètre, ESA : Analyseur de spectre électrique.

La lumière d'un laser cohérent et continu<sup>12</sup> de longueur d'onde  $\lambda_p=1550$  nm est injectée dans un coupleur C1 90/10 et divisée en deux branches : La branche récoltant 10% de la lumière laser est utilisée comme pompe (flèche rouge) à l'aide d'un amplificateur à

12. Koheras EOM BASIK, largeur spectrale  $\approx 45$  kHz

fibre dopé Erbium (EDFA) qui peut amplifier la puissance du laser de +23 dBm jusqu'à +33,5 dBm en sortie. La deuxième branche, celle qui récolte 90% de la lumière laser, est utilisée comme référence <sup>13</sup> (flèche verte). La lumière dite de pompe est injectée, à l'aide d'un circulateur optique, dans le microfil sous test. Le signal optique rétrodiffusé (flèche bleue), c'est à dire l'onde Stokes décalée à la fréquence Brillouin, est ensuite mélangé avec la lumière de référence grâce au coupleur C2 50/50. Le mélange crée un battement optique qui est détecté par une photodiode rapide <sup>14</sup>. Le signal électrique produit dans le domaine RF est amplifié et le spectre Brillouin est visualisé sur un Analyseur de Spectre Electrique <sup>15</sup> (ESA). Un puissance-mètre (PM) est connecté à la sortie du microfil pour contrôler les pertes globales de la transmission optique et un autre à la sortie du coupleur C2 pour contrôler la puissance transmise sur la photodiode.

Les spectres acquis sur l'ESA sont enregistrés pour être ensuite traités et analysés. Les spectres du bruit produit par l'amplificateur RF, la source laser et la réponse de l'ESA sont, pour chaque mesure, enregistrés en amont avant l'acquisition du spectre Brillouin puis soustraits lors du traitement de données. Nous allons montrer dans la prochaine partie quelques exemples de spectre de rétrodiffusion Brillouin mesurés dans différents microfils optiques.

#### 2.2.4/ MESURES SPECTRALES ET IDENTIFICATION DES MODES DE RÉSONANCES

Pour valider le dispositif expérimental, nous procédons à une mesure de spectre de rétrodiffusion Brillouin dans une fibre standard SMF-28. Cette fibre possède un diamètre de gaine de 125  $\mu\text{m}$  et un coeur de 8  $\mu\text{m}$ . Ce dernier est dopé en Germanium à 3 %/mol pour augmenter légèrement son indice de réfraction par rapport à la silice pure. La densité de la silice  $\rho$  vaut 2203  $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$  et l'indice effectif  $n$  est égale à 1,44 à la longueur d'onde  $\lambda_p = 1550 \text{ nm}$ . La vitesse de propagation des ondes acoustiques longitudinales  $V_L$  est égale à 5900  $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ . La relation d'accord de phase de l'équation (2.5) nous donne une fréquence de décalage théorique  $\nu_B$  de 11 GHz attendu sur la mesure. Le résultat expérimental du spectre Brillouin est présenté sur la Figure 2.16

Le spectre expérimental mesuré (en bleu) possède une résonance à la fréquence  $\nu_B$  de 10,88 GHz, ce qui est en total accord à celle calculée théoriquement. La courbe rouge superposée représente une fonction d'approximation lorentzienne dont la valeur de la largeur à mi-hauteur  $\Delta\nu_B$  est mesurée à 31,4 MHz. Le montage expérimental de la détection hétérodyne est ainsi vérifié. Le spectre Brillouin de la SMF-28 permet, par la suite, d'être utilisé comme une référence afin d'identifier sa résonance à 10,88 GHz lors de la mesure spectrale d'un microfil optique.

L'exemple qui suit, sur la Figure 2.17a, montre un spectre de rétrodiffusion Brillouin mesuré dans une fibre optique effilée (FOE en tracé noir) de diamètre 850 nm. La longueur totale de la fibre effilée est de 211 mm et la longueur du microfil est de 40 mm, soit un longueur de 85,5 mm pour chaque transition. La puissance pompe délivrée par l'EDFA est de 1 W. Les pertes totales en transmission de la fibre effilée sont mesurées à la sortie à 1,47 dB après la fabrication.

13. Également appelée oscillateur local

14. Photodiode Optilab. Bande passante = 20 GHz

15. Analyseur de spectre électrique Rohde & Schwarz. Bande passante : 2 Hz à 26.5 GHz. Résolution de 1 Hz.

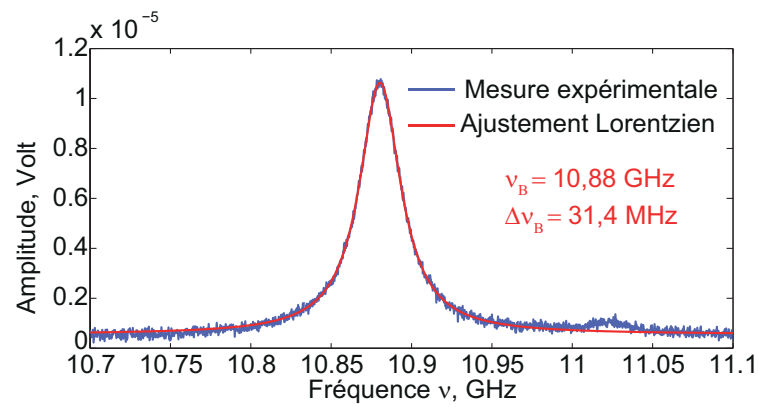


FIGURE 2.16 – Spectre de rétrodiffusion Brillouin d'une fibre optique SMF-28.

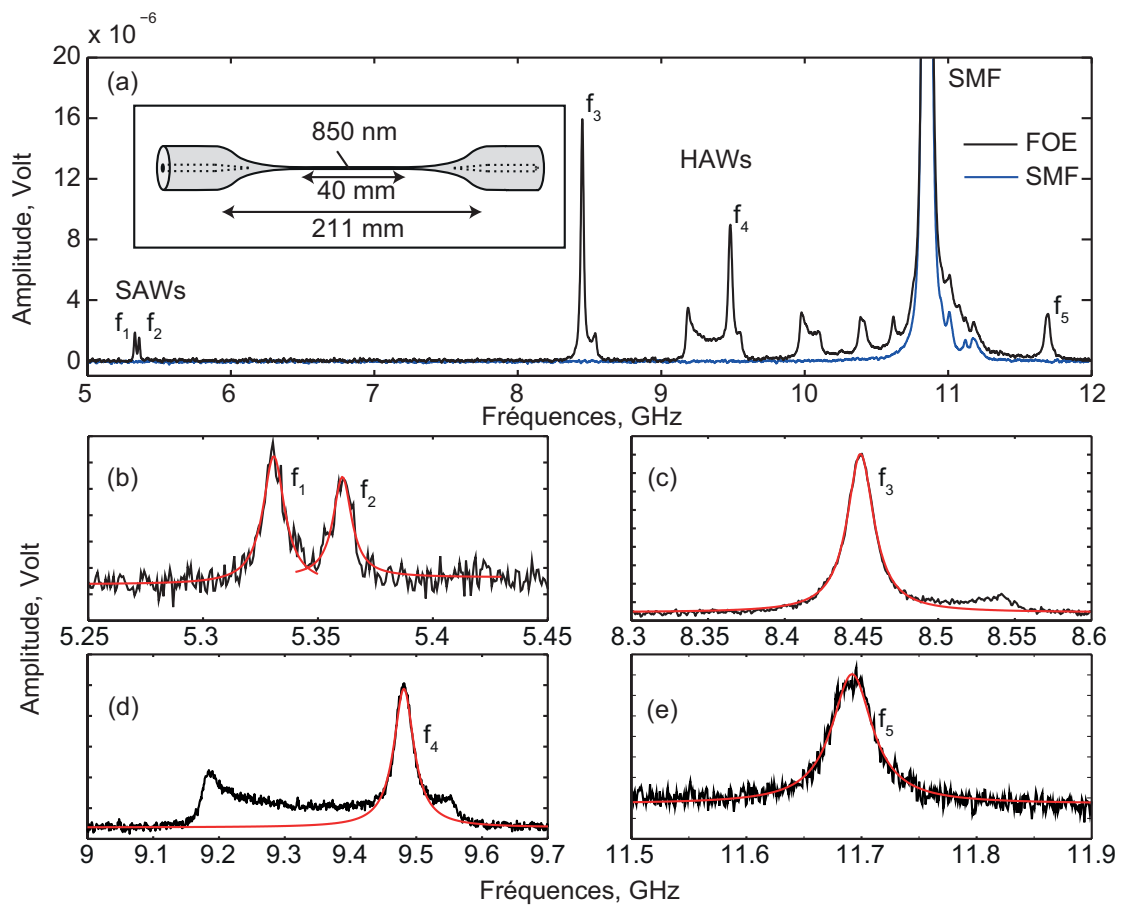


FIGURE 2.17 – Spectre expérimental mesuré à l'ESA d'un microfil de diamètre 850 nm. (a) Spectre Brillouin rétrodiffusé de la SMF (en bleu) et spectre Brillouin rétrodiffusé de la fibre effilée (FOE, en noir). (b), (c), (d) et (e) Zooms sur les résonances dues au microfil. En rouge, superposition d'un ajustement lorentzien.

Le spectre bleu est une mesure du spectre Brillouin prise dans la fibre SMF-28 uniquement, sans connexion à la fibre effilée. Nous distinguons seulement le pic de résonance

à 10,88 GHz<sup>16</sup> identique au spectre de la Figure 2.16. Le spectre noir est celui lorsque la fibre effilée est connectée au système de détection par le biais du circulateur. Celui-ci possède plusieurs pics de résonances entre les fréquences 5 GHz et 12 GHz. Nous identifions dans un premier temps le pic de résonance à 10,88 GHz de la fibre SMF-28 qui relie le microfil et le circulateur. En comparant avec le spectre bleu, nous déduisons que les pics de résonances supplémentaires sont issus de la fibre effilée. En se référant à la cartographie spectrale du modèle numérique (Figure 2.11), nous distinguons d'un côté les deux fréquences de résonances entre 5 et 6 GHz identifiées comme des ondes de surface SAWs dont les modes associés sont  $TR(2, 1)$  et  $L(0, 1)$ . De l'autre côté, nous distinguons les fréquences de résonances supérieures à 8 GHz identifiées comme les ondes hybrides HAWs associées aux modes  $L(0, i \geq 2)$ . Les anti-croisements sont également mis en évidence par un plateau de bruit nul entre les HAWs à 9 GHz, 9,8 GHz et 10,5 GHz où aucune résonance Brillouin n'est excitée. Parmi toutes ces résonances, nous distinguons 4 principaux pics de faibles largeurs, aux fréquences  $f_1=5,33$  GHz,  $f_2=5,36$  GHz,  $f_3=8,45$  GHz,  $f_4=9,48$  GHz et  $f_5=11,69$  GHz. En comparant avec la Figure 2.14, nous identifions ces résonances comme la signature d'ondes excitées sur toute la longueur du microfil de la fibre effilée. Les larges résonances de plus faibles amplitudes correspondent, quant à elles, aux résonances acoustiques excitées le long des transitions.

L'aspect du spectre mesuré est tout à fait conforme aux prédictions du modèle numérique. De plus, il est expérimentalement possible de distinguer les pics de résonances issus des transitions et ceux issus du microfil. La superposition des spectres sur toute la longueur du microfil, fait ressortir ces pics de résonances et donne la possibilité de les mesurer avec une grande dynamique.

Les figures 2.17b,c,d,e représentent les résonances du microfil  $f_{1,2,3,4,5}$  prises une à une. La courbe noire est associée au spectre expérimental et la courbe rouge correspond à une fonction lorentzienne approximant ces pics de résonances. À partir de ces fonctions, les largeurs à mi-hauteur  $\Delta\nu_B$  sont relevées sur le tableau (2.1).

$f$	Mode acoustique	$\nu_B$ , GHz	$\Delta\nu_B$ , MHz
$f_1$	$TR(2, 1)$	5,33	11,5
$f_2$	$L(0, 1)$	5,36	9
$f_3$	$L(0, 2)$	8,45	21
$f_4$	$L(0, 3)$	9,48	35
$f_5$	$L(0, 4)$	11,69	40

TABLE 2.1 – Tableau récapitulatif des fréquences observées sur le spectre de la Figure 2.17 du microfil de diamètre 850 nm.  $f$  : localisation de la fréquence,  $\nu_B$  : fréquence de décalage Brillouin et  $\Delta\nu_B$  : largeur de raie Brillouin mesurée par une approximation lorentzienne.

Nous remarquons que la largeur à mi-hauteur décroît avec la diminution de la fréquence de résonance Brillouin. Pour les modes longitudinaux, elle passe de 40 MHz pour le mode  $L(0, 4)$  à 9 MHz pour le mode  $L(0, 1)$ . Pour le mode torso-radial  $TR(2, 1)$ , la largeur est de 11,5 MHz. Le produit du facteur de qualité  $Q = \nu_B/\Delta\nu_B$  et de la fréquence Brillouin  $\nu_B$  dans le silice est de référence égale à 5 THz [89, 88]. En procédant ce calcul sur les valeurs expérimentales pour chaque mode, le produit obtenu est aux alentours de 3 THz. Ce qui est en bon accord avec la référence.

16. Le pic de résonance de la SMF-28 ici est coupé en amplitude pour avoir un meilleur visuel sur les autres pics de résonances du spectre noir.

## 2.3. DÉTERMINATION DU DIAMÈTRE DES MICROFILS OPTIQUES PAR SPECTROSCOPIE BRILLOUIN

Dans les prochaines sections, nous montrerons premièrement que cette la richesse spectrale de la rétrodiffusion Brillouin dans les fibres effilées permet de mesurer avec une grande sensibilité le diamètre du microfil. Deuxièmement, nous nous intéresserons à la largeur des résonances du microfil optique qui nous informe sur l'uniformité du diamètre du microfil.

### 2.3/ DÉTERMINATION DU DIAMÈTRE DES MICROFILS OPTIQUES PAR SPECTROSCOPIE BRILLOUIN

#### 2.3.1/ ÉTAT DE L'ART SUR LES MESURES DE DIAMÈTRES MICROMÉTRIQUES

La taille submicrométrique de ces objets font que les instruments de mesures classiques, par exemple les microscopes optiques, sont obsolètes. Pour remédier à ce problème, il existe différentes techniques pour mesurer, directement et indirectement, le diamètre d'un microfil. La méthode de mesure directe la plus commune est le microscope électronique à balayage (MEB). Cette technique permet de fournir une précision de 3% sur le diamètre du microfil [90]. L'inconvénient de cette méthode est la nécessité de manipuler et transférer le microfil optique de manière adéquate pour le placer dans l'enceinte de l'instrument, avec le risque de le contaminer (poussières...) ou de le casser.

L'alternative à ce problème est la possibilité de mesurer indirectement le diamètre de manière tout optique. L'une d'elle consiste à mesurer la figure de diffraction de la lumière d'un laser envoyé perpendiculairement à l'axe du microfil cylindrique. Warken *et al.* ont mis en évidence en 2004 cette technique [91] en créant une base de données dans laquelle ils ont calculés numériquement la figure de diffraction pour chaque diamètre compris entre 600 nm et 5  $\mu\text{m}$ . La figure d'interférences est imagée par une caméra CCD puis comparée à la simulation. La méthode de diffraction est non-destructive pour l'échantillon et sans contact. Cependant le dispositif trouve ses limites lorsque le diamètre du microfil s'approche de la longueur d'onde du laser. Le diamètre minimal mesuré dans cette expérience a été estimé à 700 nm et la résolution à  $\pm 50$  nm.

Plus tard, Sumestsky *et al.* ont démontré une méthode de caractérisation des microfils optiques en sondant la puissance irradiée du mode optique fondamental [92]. Pour ce faire, ils ont placé une fibre optique standard, SMF-28, partiellement dénudée en contact sur la fibre effilée à la normale de son axe. Une fraction du champ évanescent se propageant dans le microfil, monomode à 1530 nm, est couplée par la fibre SMF sonde. La quantité de lumière couplée est sensible à la variation du diamètre. Par conséquent, la puissance transmise à la sortie de la fibre effilée est également directement liée à la variation effective du diamètre. Cette technique ne mesure donc pas le diamètre absolu du microfil, mais les irrégularités jusqu'à 5 nm.

Par la suite, Wiedmann *et al.* [93] ont utilisé les propriétés optiques non-linéaires de la lumière dans les microfils optiques par la génération du second et du troisième harmonique. Ces ondes harmoniques sont générées en fonction du diamètre du microfil et de la longueur d'onde du laser. Ainsi pour différentes longueurs d'onde, l'accord de phase pour chaque harmonique se produit à un diamètre différent. Cette méthode possède une précision inférieure à 2 % et la gamme de diamètres mesurée dépend de la longueur d'onde du laser utilisée. Dans leur expérience, ils ont mesuré des diamètres de l'ordre de 400 nm. Cependant, cette méthode nécessite l'accès aux deux extrémités de la fibre

effilée.

Plus récemment, Jarschel *et al.* ont proposé une méthode de caractérisation basée sur la diffusion Brillouin vers l'avant de la lumière guidée [94]. La résonance qui intéresse particulièrement dans ce type de diffusion est le mode acoustique Torso-radial dont la fréquence évolue de manière inversement proportionnelle au diamètre du microfil [9]. Le montage utilisé est de type pompe-sonde et la résonance détectée est comprise dans une gamme de fréquence entre 1 GHz et 7 GHz pour des diamètres entre 2  $\mu\text{m}$  et 0,4  $\mu\text{m}$ . Ils assurent une précision de 1 % avec cette méthode et la possibilité de mesurer une variation de diamètre de l'ordre de 0,5 % le long de la fibre.

Comme nous avons vu précédemment, le spectre de rétrodiffusion Brillouin dans un microfil optique possède plusieurs pics de résonances dus à la présence de différents modes acoustiques, hybrides et de surfaces, dont les fréquences Brillouin évoluent significativement en fonction du diamètre. C'est à partir de ce comportement qu'il est possible de mesurer avec une grande sensibilité le diamètre d'un microfil optique.

### 2.3.2/ LA SENSIBILITÉ DU SPECTRE DE RÉTRODIFUSION BRILLOUIN

La nature curviligne et la multiplicité des branches acoustiques de la cartographie Brillouin (Figure 2.11) laisse à penser que pour chaque diamètre de microfil optique, le spectre Brillouin est unique. À partir de cette hypothèse, nous pouvons identifier précisément le diamètre du microfil en accordant le spectre Brillouin expérimental avec celui généré par le modèle numérique [95]. Deux points principaux sont traités pour valider cette nouvelle technique de mesure de diamètre. Le premier est de calculer la sensibilité de chaque branche (modes) à une variation de diamètre. Le second, est de vérifier le caractère unique du spectre en fonction du diamètre.

Pour le premier cas, nous avons tracé sur la Figure 2.18a, les courbes décrivant l'évolution en fréquence les maxima d'intensité des cinq premières branches du diagramme d'accord de phase en fonction du diamètre. Les courbes bleue et verte correspondent aux ondes acoustiques de surface  $TR(2, 1)$  et  $L(0, 1)$  respectivement. Les courbes rouge, cyan et violette correspondent aux trois premiers modes des ondes hybrides  $L(0, 2)$ ,  $L(0, 3)$  et  $L(0, 4)$ . À première vue, chaque branche se disperse différemment les unes des autres. Sur une gamme de diamètre de 0,4  $\mu\text{m}$  à 1,2  $\mu\text{m}$ , une branche peut varier sur une plage de 3 GHz dans la cas de la courbe verte et jusqu'à 2 GHz pour les courbes bleu, rouge et cyan.

Pour mettre en évidence cette dispersion, nous avons tracé sur la Figure 2.18b la sensibilité des branches en fonction du diamètre du microfil.

La sensibilité  $S$  d'une branche  $k$  est définie par la relation  $S_k = \frac{\partial \nu_k}{\partial d}$ , représentant la dérivée des fréquences de résonances Brillouin  $\nu_k$  de chaque mode en fonction du diamètre  $d$ . La zone verte correspond à la sensibilité limite de  $S \leq 1 \text{ MHz.nm}^{-1}$ . Ces données nous montrent bien des sensibilités et évolutions différentes pour chacune des branches en fonction du diamètre. Comme nous pouvons le voir, plus le diamètre diminue, plus la sensibilité augmente. Notamment grâce à la branche rouge et bleue qui dérivent jusqu'à  $17 \text{ MHz.nm}^{-1}$  et  $25 \text{ MHz.nm}^{-1}$  respectivement à 0,36  $\mu\text{m}$  de diamètre. Ceci signifie qu'une variation de 1 nm de diamètre se traduit par un décalage de la résonance rouge de 25 MHz, ce qui est extrêmement sensible. À l'inverse, nous observons autour de 0,95  $\mu\text{m}$  de diamètre une zone particulière où les branches offrent une sensibilité plus



### 2.3. DÉTERMINATION DU DIAMÈTRE DES MICROFILS OPTIQUES PAR SPECTROSCOPIE BRILLOUIN

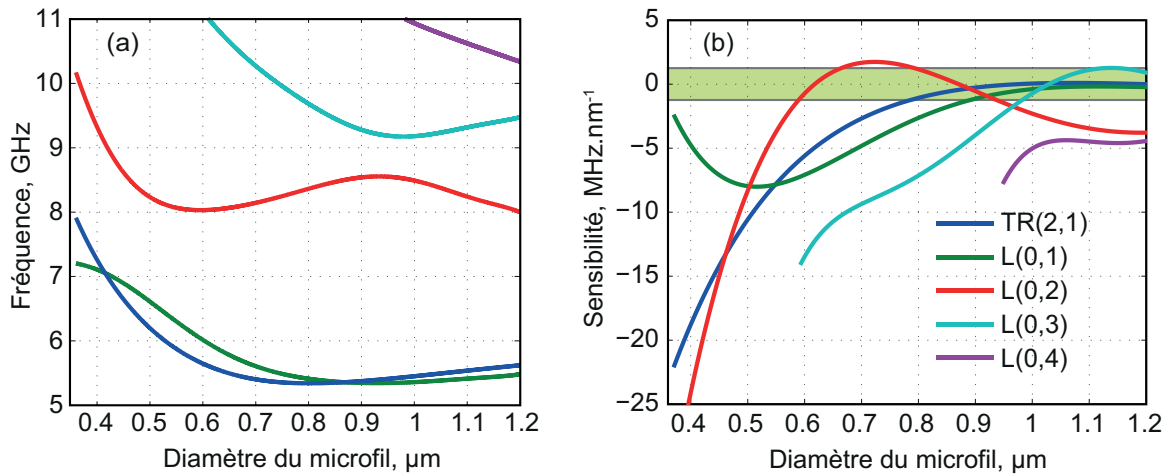


FIGURE 2.18 – (a) Evolution des branches acoustiques du spectre Brillouin en fonction du diamètre. (b) Calcul de la sensibilité  $S = \partial\nu_k/\partial d$  pour chaque branche acoustique. La zone verte représente la sensibilité  $\leq 1 \text{ MHz.nm}^{-1}$ .

faible, inférieure à  $1 \text{ MHz.nm}^{-1}$ . Dans cette région, si nous ne considérons pas la branche violette, celle de couleur cyan est la plus sensible atteignant les  $1 \text{ MHz.nm}^{-1}$ , soit 1 nm de variation se traduisant par un décalage de seulement 1 MHz. Le décalage Brillouin  $\Delta\nu$  pour une petite variation de diamètre  $\Delta d$  est obtenu par la relation suivante

$$\Delta\nu = S_k \Delta d = \frac{\partial\nu_k}{\partial d} \Delta d. \quad (2.21)$$

Le pas du diamètre de notre modèle étant de  $\Delta d = 5 \text{ nm}$ , la variation minimale en fréquence attendue dans la région de faible sensibilité ( $d=0,95 \text{ μm}$ ) est de  $\Delta\nu = 5 \text{ MHz}$ . Dans la région de forte sensibilité ( $d=0,36 \text{ μm}$ ) la plus petite variation attendue est de 125 MHz. Lors de la comparaison modèle-expérience qui va suivre, la mesure précise du diamètre est ajustée prioritairement sur la résonance ayant la plus grande sensibilité. Pour chaque mesure, nous avons défini la limite de discernement entre deux pics de fréquence expérimentaux par  $\Delta f = 5 \text{ MHz}$ .

Le deuxième point de validité important pour notre technique de mesure est de mettre en évidence l'aspect unique des spectres de rétrodiffusion Brillouin. Pour cela, nous avons calculé à partir du modèle analytique, pour chaque spectre de microfil de diamètre  $a$ , sa corrélation croisée avec tous les autres spectres de microfil de diamètre  $b$ , compris entre  $0,4 \text{ μm}$  et  $1,2 \text{ μm}$ . Le principe est de calculer l'intensité de corrélation entre tous les spectres et en déduire les limites de discernement. Une grande intensité signifie que deux spectres sont indiscernables, alors qu'une très faible intensité signifie que deux spectres sont aisément discernables. Le résultat de cette opération est présenté sur la Figure 2.19, représentant l'intensité normalisée de la corrélation croisée des spectres de diamètre  $b$  avec les spectres de diamètre  $a$ .

Nous notons dans un premier temps la présence de la diagonale où les spectres des deux diamètres sont identiques ( $a=b$ ). C'est dans cette zone que l'intensité de la corrélation est logiquement la plus intense, avec des spectres non-discernables. En dehors de la diagonale, l'intensité maximale de la corrélation diminue rapidement, ce qui signifie que les



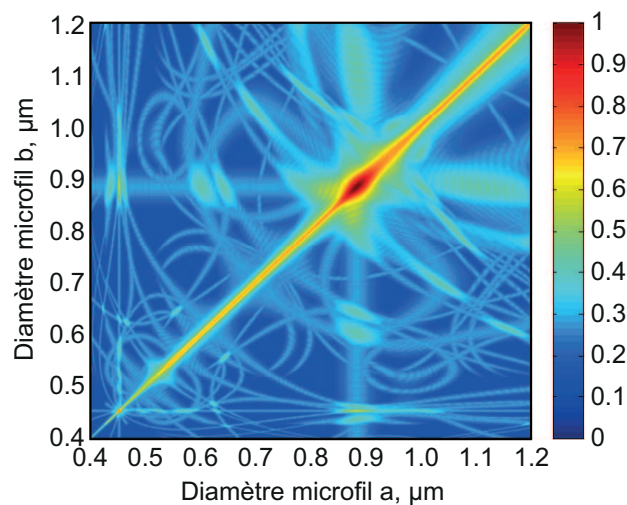


FIGURE 2.19 – Calcul d'intensité normalisée de la corrélation croisée entre différents spectres de rétrodiffusion Brillouin correspondant à des microfils de diamètre  $a$  et  $b$ .

spectres de deux diamètres différents sont complètement non-corrélés et donc fortement dissociables. Nous remarquons cependant une région de la carte où l'intensité de la corrélation reste suffisamment élevée aux alentours de  $0,9 \mu\text{m}$  de diamètres. La raison est identique au paragraphe précédents. sur la Figure 2.18, nous voyons bien que les branches acoustiques sont très peu sensibles à la variation de diamètre autour de  $0,9 \mu\text{m}$  de diamètre.

Notre méthode de caractérisation des diamètres de microfils optiques est ainsi validée par notre modèle théorique, à travers la grande sensibilité des résonances à une faible variation de diamètre et la signature unique d'un spectre Brillouin à son diamètre respectif. La mise en pratique sur des mesures expérimentales est présentée dans la section suivante.

### 2.3.3/ RÉSULTATS DES MESURES

La mesure des spectres Brillouin est prise par le système de détection hétérodyne de la Figure 2.15. Dans cette expérience, tous les échantillons ont été mesurés directement sur le banc d'étirage après la fabrication. Le système hétérodyne est alors directement relié à la fibre optique étirée par un simple connecteur. Cette méthode nécessite ni transfert ni manipulation de l'échantillon. Par conséquent, celui-ci ne subit aucune contrainte mécanique liée à sa manipulation. De plus, nous limitons le risque de contamination extérieure en restant sous la hotte ventilée du banc de fabrication.

Pour cette expérience, l'objectif était de fabriquer et caractériser des microfils pour des diamètres variant de  $0,4 \mu\text{m}$  à  $1,2 \mu\text{m}$ . La longueur de microfil choisie a été fixée à  $40 \text{ mm}$ . La taille des transitions varie entre  $87 \text{ mm}$  et  $108 \text{ mm}$  en fonction du diamètre. À la fin de chaque étirage de fibres, la mesure spectrale Brillouin est réalisée sur la fibre effilée suspendue entre les deux platines motorisées. Une fois la caractérisation faite, l'échantillon est détruit et un nouveau microfil de diamètre différent est fabriqué. Les spectres mesurés sont ensuite comparés aux prédictions du modèle théorique afin de

### 2.3. DÉTERMINATION DU DIAMÈTRE DES MICROFILS OPTIQUES PAR SPECTROSCOPIE BRILLOUIN

déduire le diamètre exacte du microfil.

La Figure 2.20a montre un exemple de comparaison directe entre un spectre Brillouin mesuré expérimentalement (courbe noire) et un spectre du modèle numérique (courbe pointillée verte) pour un microfil de diamètre mesuré au MEB à 780 nm (encadré). Le spectre possède deux résonances acoustiques de surface à 5,34 et 5,41 GHz et de multiples résonances d'ondes acoustiques hybrides entre 8,4 GHz et 10,5 GHz. Le tracé en pointillé vert correspond au spectre Brillouin du modèle numérique pour un diamètre de microfil de 780 nm. Nous voyons que l'accord entre le spectre expérimental et simulé n'est pas satisfaisant.

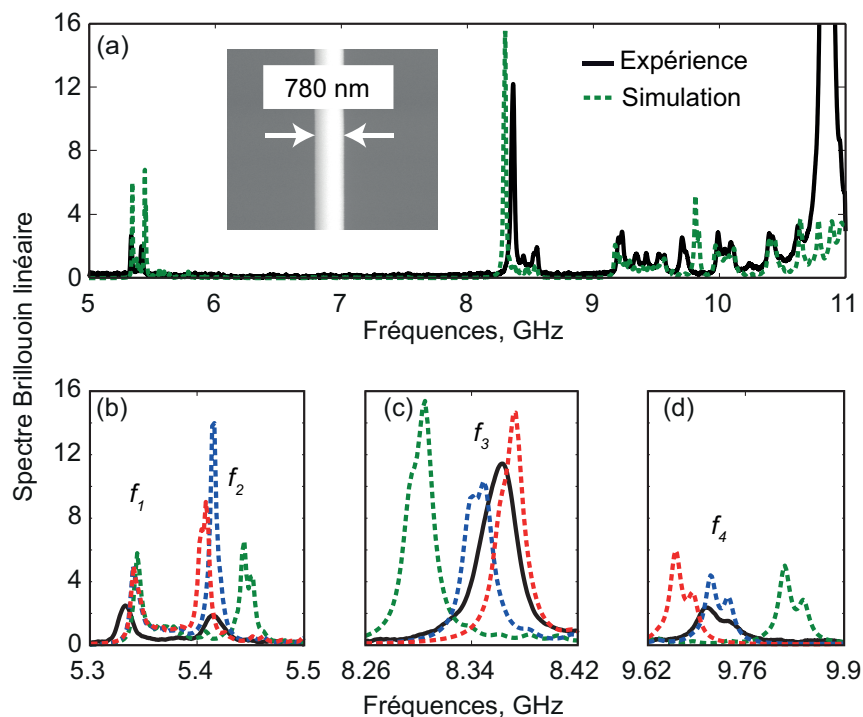


FIGURE 2.20 – (a) Spectres Brillouin expérimental (noir) et numérique (pointillés verts) d'un microfil optique de 780 nm de diamètre mesuré au MEB (image). (b,c,d) Zooms sur les fréquences Brillouin SAWs et HAWs et comparaison avec les simulations numériques pour un microfil optique de diamètre 780 nm (pointillés verts), 800 nm (pointillés bleus) et 810 nm (pointillés rouges).

En se focalisant sur les résonances dues au microfil aux fréquences expérimentales  $f_1 = 5,34$  GHz,  $f_2 = 5,41$  GHz,  $f_3 = 8,36$  GHz et  $f_4 = 9,72$  GHz (Figure 2.20b,c,d), nous remarquons que trois des quatre résonances ne sont pas en bon accord simulation. En particulier, la différence absolue à la résonance  $f_4$  atteint les 110 MHz. Nous avons ajouté deux spectres de simulation Brillouin aux diamètres 800 nm (tracé pointillé bleu) et 810 nm (tracé pointillé rouge). Visuellement, nous remarquons immédiatement que le spectre simulé ayant le meilleur accord avec l'expérience correspond au diamètre 800 nm (spectre bleu). En relevant les fréquences des pics de résonances sur la Table (2.2), les résultats confirment le bon accord.

En analysant la Figure 2.20b et la Table 2.2, la fréquence  $f_1$  est quasi-insensible à toute variation de diamètre. En effet, les courbes de sensibilité de la Figure 2.18b, donne une

$f$	Mode ac.	$\nu_B$ EXP (GHz)	$\nu_B$ 780 nm (GHz)	$\nu_B$ 800 nm (GHz)	$\nu_B$ 810 nm (GHz)
$f_1$	TR(2, 1)	5,34	5,35	5,35	5,35
$f_2$	L(0, 1)	5,41	5,45	5,41	5,4
$f_3$	L(0, 2)	8,36	8,30	8,34	8,38
$f_4$	L(0, 3)	9,72	9,83	9,72	9,64

TABLE 2.2 – Tableau récapitulatif des fréquences expérimentales Brillouin et la comparaison avec les fréquences des spectres théoriques aux diamètres 780 nm, 800 nm et 810 nm

valeur de  $S_1 = 0,07 \text{ MHz.nm}^{-1}$  à 800 nm de diamètre. Par contre, si nous regardons la Figure 2.20d parallèlement avec les courbes de sensibilité, la fréquence  $f_4$  est la plus sensible aux variations de diamètres, avec une valeur de  $S_4 = -5 \text{ MHz.nm}^{-1}$ , soit  $\Delta f = 25 \text{ MHz}$  pour un pas de 5 nm. C'est pour cette résonance que la correspondance théorie-expérience doit être la meilleure pour une détection sensible. Pour un microfil de diamètre 800 nm, la sensibilité est alors inférieure à 1% du diamètre.

Pour cet exemple, la différence entre la mesure MEB et la mesure de spectre rétrodiffusé Brillouin nous donne un écart de 20 nm sur la valeur du diamètre, soit un écart relatif de 2,5 %. Les précisions relatives du MEB (3 %) et de la métrologie Brillouin (1 %) se recouvrent, ce qui justifie une bonne efficacité de notre méthode.

Ce résultat est un exemple parmi d'autres puisque nous avons effectué une série de mesures spectrales sur une dizaine de microfils fabriqués pour des diamètres compris entre 0,5  $\mu\text{m}$  et 1,2  $\mu\text{m}$  de diamètre. La Figure 2.21a rassemble tous les spectres mesurés pour cette expérience (tracés blancs) superposés à la cartographie normalisée des spectres Brillouin du modèle numérique à l'échelle linéaire (pour plus de visibilité). Comme nous pouvons le voir, l'accord est excellent quel que soit le diamètre.

La Figure 2.21b représente les maxima d'intensité des résonances Brillouin dans le microfil optique (points colorés) et les résonances prédites par la théorie (lignes continues). Les lignes verticales illustrent la sensibilité de nos mesures. Elles sont calculées à partir de l'expression (2.21).

Comme dit précédemment, notre résolution en fréquence expérimentale est estimée à  $\Delta f = 5 \text{ MHz}$ . En connaissant pour chaque diamètre la sensibilité  $S$  de toutes les branches acoustiques, nous en déduisons la résolution sur la mesure du diamètre de  $\Delta d$ . Nous représentons cette grandeur avec des lignes verticales de hauteur  $2\Delta d$ . Celles-ci sont fortement prononcées aux alentours de 0,9  $\mu\text{m}$  de diamètre pour les ondes de surfaces et aux alentours de 0,6  $\mu\text{m}$  pour la branche hybride.

Nous allons voir dans la prochaine section qu'il est possible de mesurer l'uniformité globale du diamètre du microfil par la mesure d'élargissement des résonances Brillouin.

### 2.3.4/ ESTIMATION DE L'UNIFORMITÉ GLOBALE DU MICROFIL

Un des paramètres sur la figure des spectres Brillouin est la largeur des résonances qui peut fournir une information sur l'uniformité du diamètre du microfil. Comme nous l'avons vu précédemment, le spectre Brillouin résulte d'une superposition incohérente de plusieurs spectres le long de la fibre effilée. Ceci est confirmé par le très bon accord avec les mesures expérimentales et la présence de larges résonances issues des transitions.

### 2.3. DÉTERMINATION DU DIAMÈTRE DES MICROFILS OPTIQUES PAR SPECTROSCOPIE BRILLOUIN

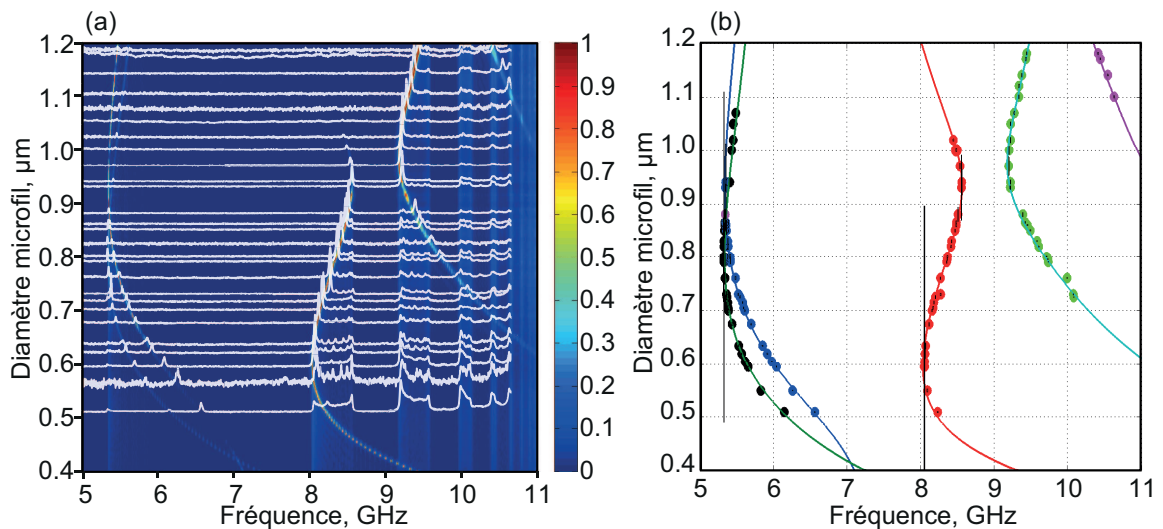


FIGURE 2.21 – (a) Spectres Brillouin expérimentaux (tracé blanc) superposés à la cartographie numérique d'accord de phase Brillouin normalisé en densité d'énergie en fonction du diamètre du microfil. (b) Comparaison entre les fréquences de décalages Brillouin expérimentales (points) et numériques (lignes). La hauteur des lignes verticales indique la sensibilité de la mesure. La plus longue est la moins sensible.

Nous pouvons utiliser ce même raisonnement sur l'uniformité du microfil par le fait qu'une fluctuation légère de son diamètre entraîne également une superposition incohérente des spectres Brillouin et donc un élargissement des résonances correspondantes.

Pour établir un paramètre d'uniformité, nous modélisons la variation de diamètre sur le profil théorique du microfil. La Figure 2.22 montre un schéma expliquant le modèle choisi. La partie haute de la figure illustre schématiquement les irrégularités aléatoires du diamètre le long d'un microfil (ligne rouge). Nous définissons ainsi le diamètre moyen  $d$  et les variations  $\pm\Delta d$ . La partie basse de la figure illustre le modèle utilisé. Celui-ci est basé sur une simple pente faisant varier le diamètre du microfil artificiellement. Le fait que le modèle ne répartisse pas les irrégularités aléatoirement n'a aucune importance. Les points  $A'$  et  $B'$  contribuent au spectre Brillouin aussi bien que les points  $A$  et  $B$ , même s'ils ne sont pas placés au même endroit sur le microfil. Le diamètre moyen est localisé au milieu de la pente et les variations sont situées de part et d'autre. L'amplitude des irrégularités est choisie par le coefficient de la pente exprimé en pourcentage.

Ce modèle permet de se positionner à la fréquence centrale des résonances élargie, assimilée au diamètre moyen du microfil, puis d'approximer la largeur en faisant varier le pourcentage de la pente.

Pour mettre en évidence cet effet, j'ai mis en place un protocole de fabrication et de mesures défini comme suit. L'idée est de comparer deux microfils optiques fabriqués avec les mêmes paramètres d'étirage (diamètre final visé de  $1,6 \mu\text{m}$ , longueur microfil visé de  $40 \text{ mm}$ ). Le premier est étiré de manière classique. Le deuxième est étiré de manière perturbée pour provoquer des diamètres irréguliers sur le microfil. Cette perturbation est effectuée en faisant fluctuer aléatoirement la distance de la flamme par rapport à la fibre, sur quelques millimètres, au cours des derniers cycles de l'étirage. La fluctuation de la distance flamme-fibre induit des variations de température de chauffe sur la silice, ce qui

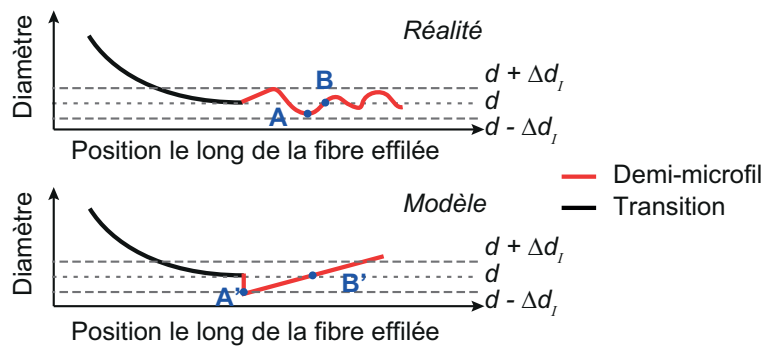


FIGURE 2.22 – Représentation schématique de la variation du diamètre sur un microfil (a) dans un cas réel et (b) par un modèle triangulaire.

va engendrer des zones moins chauffées que d'autres et donc des zones non étirées. Il en résulte des variations locales du diamètre le long du microfil.

La fabrication terminée, nous mesurons le spectre Brillouin global qui est représenté sur la Figure 2.23a,b pour l'étirage classique et l'étirage perturbé respectivement (tracé noir). La gamme de fréquence étudiée est comprise entre 9 GHz et 11 GHz.

En comparant dans un premier temps ces deux spectres, nous constatons que les positions des pics de résonances sont identiques. Cela signifie que la comparaison est possible. Deux pics sont reliés à la région du microfil, ceux à 9,45 GHz et 10,4 GHz. Les différences entre les deux spectres sont que nous observons nettement des résonances plus larges dans le cas de l'étirage perturbé et accompagné par une baisse de l'amplitude. La largeur à mi-hauteur dans le cas normal du pic à 9,45 GHz est mesurée à environ 60 MHz, tandis que dans le cas perturbé, la largeur est mesurée à environ 265 MHz.

Les spectres du modèle numérique sont superposés à ceux de l'expérience pour les deux cas étudiés. Un bon accord sur la variation du diamètre est trouvé en faisant coïncider les largeurs de résonances. Dans le cas classique (pointillés bleus), le meilleur accord pour le diamètre est mesuré à  $1,19 \mu\text{m}$  avec une variation de  $\pm 2 \%$ . Dans le cas perturbé (pointillés rouges), le meilleur accord est mesuré pour un diamètre de  $1,17 \mu\text{m}$  et une variation  $\pm 6 \%$ . Nous notons que les amplitudes des spectres du modèle entre les deux cas sont respectées.

Une fois les mesures spectrales effectuées, les deux échantillons ont été observés au MEB. Ils ont été préalablement métallisés par une couche de chrome déposée par pulvérisation<sup>17</sup>. Le but de cette métallisation est d'obtenir une bonne résolution lors de la mesure. Cette étape induit une mesure erronée du diamètre, mais les mesures d'irrégularités le long du microfil ne sont pas impactées.

Les résultats sont présentés sur la Figure 2.23b,d. La mesure du microfil classique (croix bleues) donne un diamètre moyen de  $1,25 \mu\text{m}$  et une variation de  $\pm 2 \%$ , tandis que la mesure du microfil perturbé (croix rouges) donne un diamètre moyen de  $1,23 \mu\text{m}$  et une variation de  $\pm 7 \%$ . L'estimation de l'uniformité par mesure de spectres Brillouin est donc en très bon accord avec la technique de référence MEB. Cette propriété s'ajoute à celle de la mesure de diamètre très sensible.

17. Procédé effectué en salle blanche MIMENTO à l'aide de l'instrument MP700S

### 2.3. DÉTERMINATION DU DIAMÈTRE DES MICROFILS OPTIQUES PAR SPECTROSCOPIE BRILLOUIN

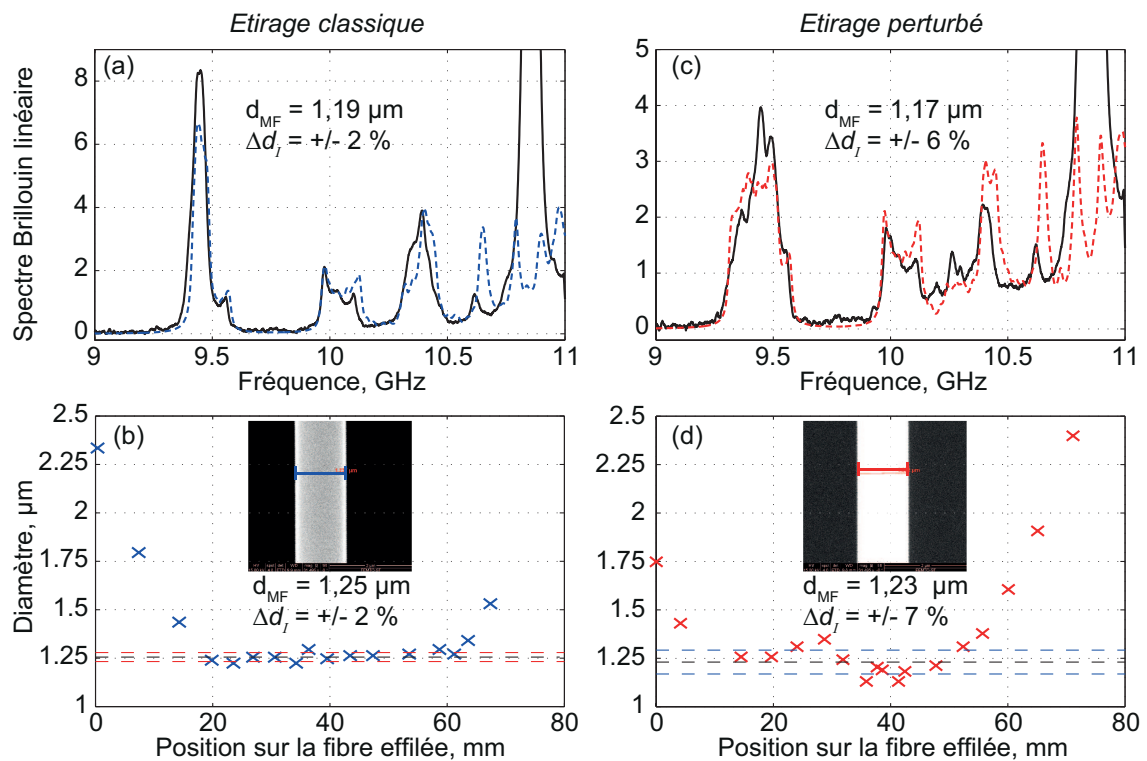


FIGURE 2.23 – Mesures des variations du diamètre sur les microfils. (a) Spectre Brillouin expérimental (en noir) d'un microfil fabriqué dans les conditions classiques. Superposition du spectre Brillouin simulé (bleu pointillé) pour un diamètre de 1,19 µm et une estimation des irrégularités de  $\pm 2\%$ . (b) Mesure MEB expérimentale du diamètre du microfil fabriqué dans les conditions classiques. (c) Spectre Brillouin expérimental (en noir) d'un microfil fabriqué dans les conditions perturbées. Superposition du spectre Brillouin simulé (bleu pointillé) pour un diamètre de 1,17 µm et une estimation des irrégularités de  $\pm 6\%$ . (d) Mesure MEB expérimentale du diamètre du microfil dans les conditions perturbées.

L'analyse de cette expérience montre d'une part que l'uniformité des microfils dépend de la stabilité de la position de la flamme par rapport à la fibre optique sur le banc d'étirage. La position influence la température de chauffe, un paramètre très critique sur la qualité d'étirage des fibres. D'autre part, le très bon accord entre les simulations des spectres Brillouin et les mesures MEB sur l'estimation de l'uniformité (et sur la mesure du diamètre) valide notre technique de caractérisation des microfils optiques.

L'inconvénient de cette méthode est que la mesure est totalement intégrée le long de la fibre effilée. C'est à dire que nous n'avons pas accès à une mesure locale le long de la fibre. La prochaine section va ouvrir cette voie avec une mesure de spectre Brillouin distribué par la technique de corrélation de phase en configuration de pompe-sonde.



## 2.4/ MESURES DISTRIBUÉES DES SPECTRES BRILLOUIN DANS LA FIBRE EFFILÉE

Dans cette partie, nous allons montrer une méthode permettant de localiser les résonances acoustiques du spectre total de rétrodiffusion Brillouin le long de la fibre effilée. Ce travail a été réalisé par Desmond Chow, doctorant à l'EPFL à partir de nos échantillons [96]. Nous avons fourni des fibres effilées à des diamètres spécifiques aux alentours de 1  $\mu\text{m}$ , sur une longueur de microfil de 40 mm, pour exciter suffisamment à la fois les ondes hybrides et les ondes de surfaces. L'enjeu de cette expérience est de mesurer les contributions locales du spectre Brillouin.

### 2.4.1/ PRINCIPE

Le principe de la mesure consiste à stimuler puis sonder localement les différents types d'ondes acoustiques à différentes positions le long de la fibre effilée, comprenant les transitions et le microfil. Pour cela, la technique utilisée est basée sur la rétrodiffusion Brillouin par corrélation de phase entre deux ondes optiques contra-propagatives pompe et sonde [97, 98].

Le principe de la corrélation de phase est illustré sur la Figure 2.24a, sur laquelle nous représentons le croisement de deux ondes optiques pompe et sonde, initialement toutes deux modulées en phase par une même séquence binaire pseudo aléatoire (PRBS pour *Pseudo-Random Binary Sequence* en anglais). Ce procédé permet de générer un déphasage de la lumière d'une quantité 0 ou  $\pi$ , par un système binaire, avec une probabilité équivalente. Chaque bit généré par le PRBS possède une période contrôlable  $T$  bien inférieure au temps de vie des phonons acoustiques  $\tau_p$ . Les séquences binaires de la sonde et de la pompe étant identiques, le croisement de ces deux ondes fait apparaître en un point particulier de la fibre, une synchronisation de phase stabilisée dans le temps.

Cet accord de phase optique intégré temporellement génère un battement durable, définit par un pic de corrélation schématisé sur la Figure 2.24c. À ce pic, les ondes acoustiques localement générées ont ainsi suffisamment de temps pour être amplifiées efficacement de manière cohérente et, par conséquent, diffuser la lumière pompe à la fréquence Brillouin correspondante. En dehors du pic de corrélation, l'onde de la pompe et de la sonde ne produisent pas de battement optique et évitent toute excitation cohérente des ondes acoustiques.

Le pic de corrélation possède une largeur  $\Delta z$  définie par

$$\Delta z = \frac{1}{2} v_g T, \quad (2.22)$$

où  $v_g$  est la vitesse de groupe de la lumière dans la fibre. La largeur du pic est donc directement reliée à la période  $T$  du PRBS.

La modulation de phase synchronisée entre les deux ondes optiques vont, en réalité, générer plusieurs pics de corrélation suivant la longueur du chemin d'interaction. La distance entre chaque pic va dépendre de  $\Delta z$  et de la longueur  $N$  de la séquence définie par l'expression

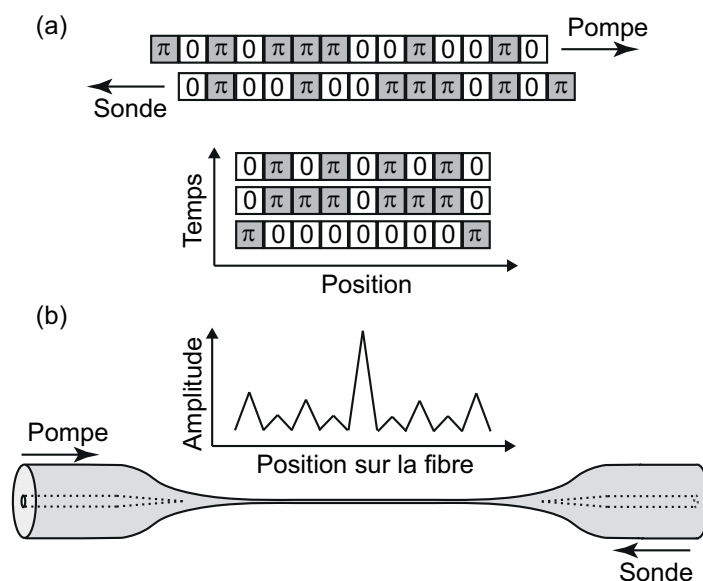


FIGURE 2.24 – Principe de fonctionnement de la mesure distribuée du spectre Brillouin par corrélation de phase. (a) Phases des ondes pompe et signal dans le temps. (b) Profil de l'intensité de l'onde acoustique autour du pic de corrélation dans le microfil.

$$z = N\Delta z = \frac{1}{2}Nv_gT. \quad (2.23)$$

La valeur de  $z$  doit être largement plus grande que la longueur de la fibre effilée afin de ne pas avoir simultanément deux pics de corrélation dans l'échantillon, ce qui fausserait la mesure. Le balayage en distance s'obtient en faisant varier très faiblement la période  $T$  du PRBS. Nous verrons par la suite que seulement quelques MHz de variation de  $F = 1/T$  induisent un décalage de quelques dizaines de centimètres du pic de corrélation sans impacter sa largeur. Ceci est vrai excepté pour le pic central, d'ordre 0, qui est insensible à  $F$ . Il faut donc s'assurer d'insérer un pic d'ordre élevé dans l'échantillon.

#### 2.4.2/ MONTAGE EXPÉRIMENTAL POUR LES MESURES BRILLOUIN DISTRIBUÉES PAR CORRÉLATION DE PHASE

Pour activer et détecter localement les différents modes acoustiques le long de la fibre effilée à l'aide d'un pic de corrélation, nous utilisons la configuration d'amplification de la diffusion Brillouin en utilisant une onde optique sonde continue et une onde optique pompe pulsée de durée supérieure au temps de vie des phonons acoustiques. Le schéma expérimental est représenté sur la Figure 2.25.

La lumière issue d'une diode laser continue émettant à la longueur d'onde 1552 nm et de fréquence  $\omega_p$  est initialement modulée en phase (0 ou  $\pi$ ) par un modulateur de phase. Celui-ci est conduit par une séquence binaire pseudo-aléatoire d'une longueur  $N=1023$  bits à une fréquence  $F$  d'environ 2 GHz (soit une période  $T=0,5$  ns). Si nous considérons que la vitesse de groupe de la lumière dans la fibre silice est de  $v_g = 2,1 \cdot 10^8$  m.s<sup>-1</sup>, la largeur du pic de corrélation  $\Delta z$  est alors estimée à 5,2 cm et la distance  $z$  entre deux



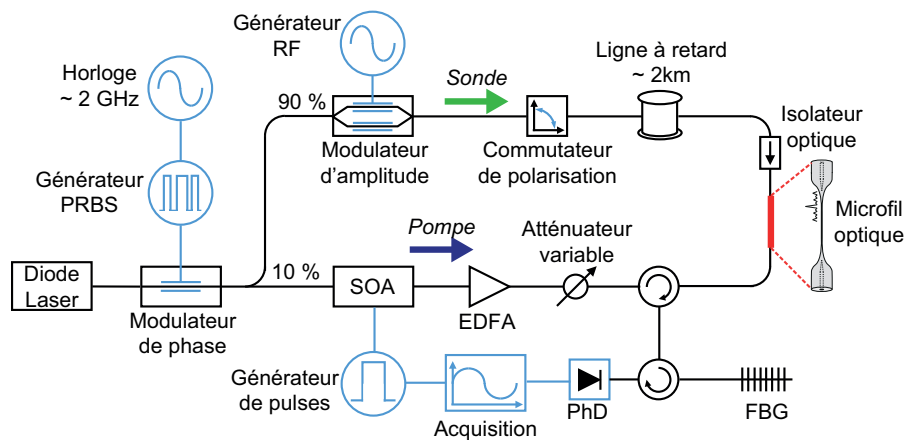


FIGURE 2.25 – Montage expérimental utilisé pour les mesures Brillouin distribuées à corrélation de phase. PRBS : séquence binaire pseudo aléatoire. EDFA : Amplificateur à fibre dopé Erbium. FBG : Filtre de Bragg. SOA : Amplificateur optique à semi-conducteur. PhD : Photodiode.

pics vaut 53,71 m. L'intervalle de distance entre deux mesures est choisi à 2,5 cm (demi-largeur de  $\Delta z$ ). La résolution spatiale peut être réduite à 60 % de la largeur  $\Delta z$  [98], donnant une résolution effective de 3,2 cm. Nous vérifions également que la distance  $z$  entre les pics de corrélation est suffisamment grande par rapport à la longueur de nos fibres effilées ( $\approx 20$  cm).

La lumière est ensuite divisée en deux branches, pompe et sonde, par un coupleur 90/10. La branche sonde récolte 90 % de la lumière qui est ensuite modulée en double bande à la fréquence Brillouin  $\omega_p \pm \omega_B$ , sans porteuse, par un modulateur d'amplitude. La lumière décalée en fréquence traverse ensuite un commutateur de polarisation pour adresser les deux états de polarisation du champ électrique dans l'échantillon et ainsi être indépendant de ce paramètre. Une ligne à retard, composée de 2 km de fibre SMF, est placée sur le chemin de la lumière sonde afin que le pic de corrélation généré dans la fibre effilée soit d'ordre supérieur. Dans la branche pompe, qui récolte 10 % de la lumière modulée en phase, un amplificateur optique à semiconducteur (SOA pour *Semiconductor Optical Amplifier* en anglais) découpe des impulsions avec une durée de 70 ns et une période de répétition de 25  $\mu$ s. Les impulsions lumineuses sont ensuite amplifiées par un EDFA avant d'interagir dans le microfil sous test avec la sonde continue au point de corrélation. La durée des impulsions est suffisamment longue pour couvrir la totalité de la longueur de la fibre effilée et stimuler les ondes acoustiques afin de générer la rétrodiffusion Brillouin.

La sonde est ensuite dirigée vers un filtre de Bragg accordable (largeur de bande de 6 GHz) pour isoler la composante de gain Stokes  $\omega_p - \omega_B$ . Celle-ci est détectée à l'aide d'une photodiode de bande passante suffisamment large (125 MHz) pour résoudre les impulsions de l'onde pompe rétrodiffusée. Le courant détecté est ensuite analysé par un système d'acquisition dans le domaine temporel. Le spectre de gain Brillouin est reconstruit à partir de la mesure de puissance de la sonde amplifiée par la rétrodiffusion pour chaque fréquence  $\omega_a$ . Le balayage en fréquence s'effectue par un pas de 1 MHz par le générateur RF.

## 2.4.3/ RÉSULTATS

Le microfil que nous avons sélectionné pour cette étude possède un diamètre de 900 nm sur une longueur de 40 mm. Les régions de transitions ont chacune une longueur de 100 mm. La longueur totale de la fibre effilée est alors de 240 mm. Après la fabrication, l'échantillon a été transféré dans une boîte, revêtu de film alimentaire, dans laquelle il est suspendu dans l'air et protégé de toutes poussières macroscopiques. Le spectre Brillouin de la fibre effilée mesuré dans la boîte, est présenté sur la Figure 2.26.

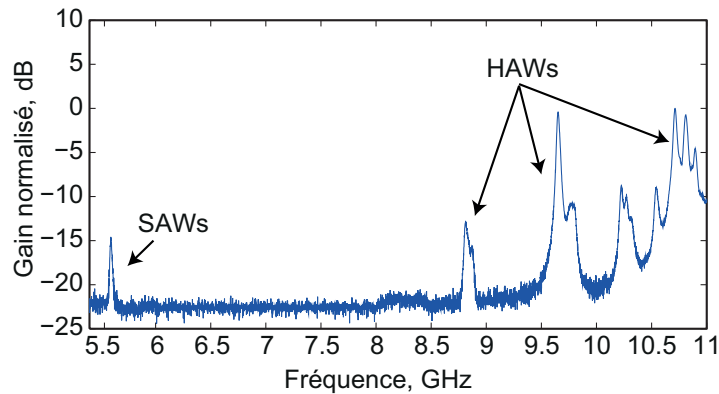


FIGURE 2.26 – Mesure du spectre de gain Brillouin intégré en utilisant la technique pompe-sonde. Nous retrouvons une onde de surface (superposition du mode  $TR(2, 1)$  et  $L(0, 1)$ ) à 5,6 GHz et les ondes hybrides du mode  $L(0, 2)$  à 8,8 GHz,  $L(0, 3)$  à 9,65 GHz et  $L(0, 4)$  à 11,45 GHz.

Nous distinguons clairement une résonance due aux ondes acoustiques de surfaces à environ 5,5 GHz et les résonances dues aux ondes acoustiques hybrides entre 8,8 GHz et 11 GHz. Ce spectre ne donne cependant aucun indice sur la distribution de ces résonances Brillouin le long de la fibre effilée. Bien que nous puissions le déduire du modèle théorique d'après la section précédente de ce chapitre, les résultats qui vont suivre montrent les premières mesures expérimentales de la localisation de ces résonances Brillouin à la fois dans les transitions et dans le microfil par la méthode de corrélation de phase.

Les spectres de gain Brillouin sont présentés sur la Figure 2.27. L'axe vertical des six figures représente la position le long de la fibre effilée dont l'origine 0 cm est située au centre du microfil. L'axe horizontal est défini par la plage de fréquences  $\omega_a$  balayées à chaque position de la fibre. Enfin, l'échelle des couleurs représente le gain Brillouin normalisé dont le rouge est l'amplitude maximale et le bleu l'amplitude minimale.

Ces résultats indiquent clairement quatre résonances acoustiques excitées dans la région du microfil, comme le montre les Fig. 2.27a,b,c,f où le gain maximal est situé autour de la position 0 cm, étalé sur environ  $\pm 2$  cm, aux fréquences 5,6 GHz, 8,8 GHz, 9,65 GHz et 11,45 GHz respectivement. Nous retrouvons bien ces valeurs sur le spectre Brillouin global de la Figure 2.26. La première de ces résonances correspond à l'onde de surface et les trois autres aux ondes hybrides. Nous retrouvons également la fréquence à 9,65 GHz où l'amplitude du gain est la plus forte, suivie de la résonance à la fréquence 11,45 GHz puis 8,8 GHz. Le gain Brillouin de la résonance de surface à 5,6 GHz est très faible. Les Figures 2.27d,e montrent des résonances excitées dans la région des

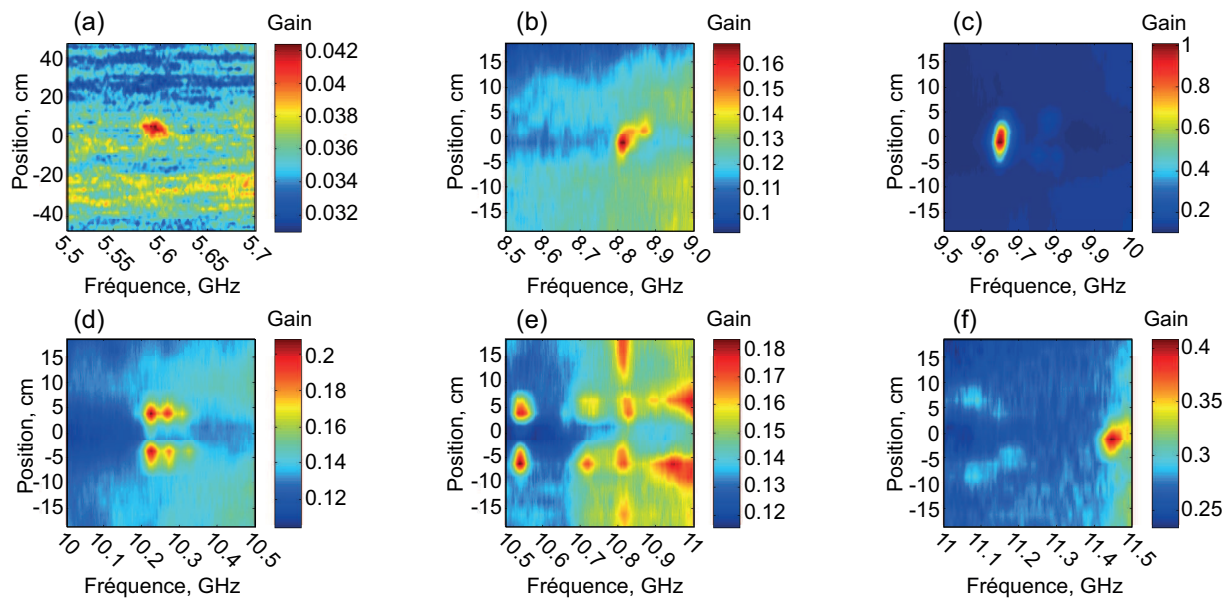


FIGURE 2.27 – Mesures des spectres de gain Brillouin distribués par la technique de corrélation de phase, le long d'un microfil de silice pour les gammes de fréquence (a) 5,5-5,7 GHz, (b) 8,5-9,0 GHz, (c) 9,5-10 GHz, (d) 10,0-10,5 GHz, (e) 10,5-11 GHz, (f) 11,0-11,5 GHz. La position 0 cm est le centre de la fibre effilée. Les échelles de gain sont linéaires.

transitions et de la SMF, autour des positions  $\pm 2$  cm et  $\pm 15$  cm, dans une gamme de fréquences comprises entre 10 GHz et 11 GHz. La particularité de ces résultats est que ces résonances sont réparties symétriquement par rapport à l'axe central 0 cm. La contribution de la SMF se manifeste à la fréquence 10,82 GHz où la résonance est stimulée au delà de  $\pm 10$  cm, en dehors de la fibre effilée. La contribution des transitions se manifeste par les résonances en deçà de  $\pm 10$  cm, aux fréquences 10,25-10,3 GHz, 10,55 GHz, 10,7 GHz, 10,8 GHz. Ces résultats confirment entre autres la bonne symétrie des transitions.

La Figure 2.28 montre la simulation du spectre Brillouin évoluant le long de la fibre effilée et aux diamètres respectifs du profil. Les notations (a),(b),(c) et (f) placent les mesures expérimentales des résonances de la Figure 2.27 du microfil. La comparaison théorie-expérience montre un très bon accord. Nous remarquons cependant un léger décalage d'environ 0,3 GHz. Cette déviation est principalement due à la mise sous contrainte de la fibre lors de son transfert dans la boîte protectrice. Nous verrons justement dans le prochain chapitre, l'effet des contraintes sur la diffusion Brillouin dans les microfils.

La réalisation de cette expérience a permis de démontrer la possibilité de générer, détecter et localiser les différentes ondes acoustiques, hybrides et de surfaces, le long d'une fibre effilée à travers la mesure de diffusion Brillouin distribuée. Celle-ci est rendue possible grâce à la méthode de la corrélation de phase entre une onde optique sonde continue et une onde optique pompe impulsionnelle permettant d'obtenir une résolution d'environ 3 cm.

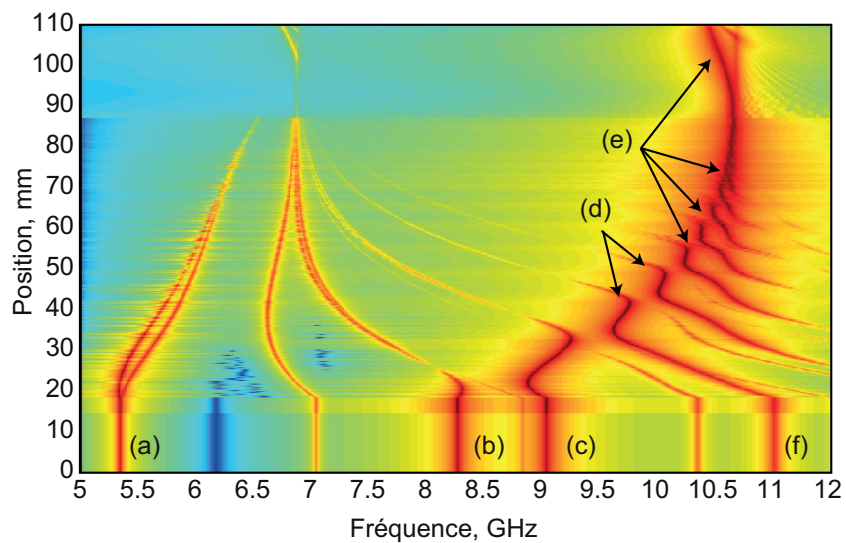


FIGURE 2.28 – Simulations numériques de la densité d'énergie élastique. Les notations (a)-(f) indiquent les modes acoustiques mesurés sur les Figures 2.27(a-f).

## 2.5/ CONCLUSION DU CHAPITRE

Nous avons démontré dans ce chapitre une méthode simple et originale permettant de caractériser le diamètre et l'uniformité globale des microfils optiques. Notre technique, basée sur la détection hétérodyne, utilise seulement une entrée de la fibre effilée pour mesurer le spectre multi-résonant de la rétrodiffusion Brillouin. A travers la description des modèles théoriques, à la fois analytique et numérique, nous avons démontré que l'origine de ces fréquences de résonances provient d'un mélange hybride entre la superposition d'une onde acoustique de compression et de cisaillement ainsi que des ondes acoustiques de surface. La sensibilité de la mesure est liée à la dispersion unique de chaque mode acoustique très sensible au diamètre. Cette méthode permet d'obtenir une sensibilité jusqu'à 1%, soit 5 à 10 nm, sur une plage de diamètres comprise entre 500 nm et 1,2  $\mu\text{m}$ . Elle est alors compétitive face aux performances du MEB, et possède l'avantage de nécessiter aucune manipulation ni destruction des microfils. Nous avons aussi montré que l'expérience de la mesure Brillouin distribuée dans une fibre effilée fournit l'accès aux propriétés des différentes ondes acoustiques en plusieurs points de la fibre effilée. L'ensemble de ces travaux constitue également une base essentielle pour la mesure du gain Brillouin sur les différentes résonances.

Maintenant que l'étude complète de la rétrodiffusion Brillouin dans les microfils optiques a été présentée, nous allons nous intéresser à la dépendance du spectre Brillouin en fonction de la déformation longitudinale du microfil.



## ÉTUDE DE LA DÉFORMATION DU MICROFIL OPTIQUE

Ce chapitre porte sur la déformation des microfils optiques et son impact sur le spectre Brillouin multi-résonant. Nous commencerons par introduire l'état de l'art de ce phénomène dans les fibres optiques standards. Ensuite, du fait de la géométrie non uniforme des fibres effilées, nous présenterons un modèle permettant de prédire la déformation du microfil en fonction de la déformation de la fibre effilée. Celui-ci nous permettra de calculer les coefficients de déformation des fréquences Brillouin issues du microfil et de les comparer à la référence d'une fibre optique standard. Nous montrerons ainsi par ces valeurs que sous l'effet d'une forte contrainte longitudinale, le comportement du spectre Brillouin est la signature de la non-linéarité de la silice. Nous décrirons un modèle théorique, basé sur la décomposition au troisième ordre du tenseur élastique, pour prédire parfaitement le comportement des fréquences Brillouin observé d'un microfil sous contrainte.

### 3.1/ ÉTAT DE L'ART

La dépendance du spectre de rétrodiffusion Brillouin en fonction de la déformation d'une fibre optique a été reportée pour la première fois par Horiguchi *et al.* en 1989 [99]. Ils ont mesuré un décalage de la fréquence Brillouin équivalent à 560 MHz pour un allongement relatif de la fibre de 1%, soit un coefficient de contrainte Brillouin de  $C_\epsilon = 560 \text{ MHz}/\%$ . Cette propriété a permis de développer des capteurs de déformation distribués le long d'une fibre à l'aide de techniques de mesure telles que le BOTDA (Brillouin Optical Time Domain Analysis) [100, 101, 81], BEDS (Brillouin Echoes distributed sensing) [102, 103], la mesure du gain [104], le BOTDR (Brillouin Optical Time Domain Reflectometry) [105], ou encore la technique BOCDA (Brillouin Optical Correlation Domain Analysis) [106, 107]. De nos jours, ces dispositifs sont couramment utilisés dans le contrôle des infrastructures dans l'ingénierie civile et pétrolière [108, 109].

Les coefficients de contrainte Brillouin ont été mesurés sur d'autres types de fibres optiques. C'est le cas d'une fibre PCF, avec un coeur dopé Germanium, dont les travaux reportés par Zou *et al.* montrent que le coefficient de contrainte est du même ordre de grandeur que la fibre SMF-28, à savoir 550 MHz/% [110]. Les coefficients de contrainte des fibres Tellurite, Oxyde de Bismuth, dopées Erbium, dopées Neodymium ou encore dopées Thulium ont également été mesurés et sont synthétisés dans l'article de revue de

Mizuno *et al.* en 2015 [111]. Le coefficient de la fibre Tellurite est négatif (-230 MHz/%), tandis que ceux des autres fibres restent semblables à la fibre optique SMF-28 aux alentours de 450 MHz/%. Une expérience sur une microfibre de chalcogénure a été réalisée dans notre équipe de recherche par J. C. Tchahame Noughnihi en 2016 qui montre un coefficient négatif de -403 MHz/% [112].

Dans le cas des fibres optiques effilées, l'étude de la sensibilité à la déformation a été principalement axée sur la mesure d'interférométrie Mach-Zehnder en ligne entre les modes de propagation optiques dans une fibre non-adiabatique [113, 114, 115, 116]. Cependant, le dispositif requiert l'utilisation des deux extrémités de la fibre effilée pour mesurer l'interférence en transmission à l'aide d'un analyseur de spectre optique. Par ailleurs, des microfils sur lesquels sont gravés des réseaux de Bragg ont été développés [117, 118, 119]. Cette technique permet de n'utiliser qu'une seule extrémité de la fibre puisque la mesure peut se faire en réflexion. Cependant, la sensibilité est plus faible que la technique d'interférométrie en ligne. L'étude de la contrainte dans un microfil optique par la diffusion Brillouin n'est pas autant développée. Un récent "article" de Luo *et al.* rapporte des mesures de variation de fréquences dans un microfil de 730 nm de diamètre [120]. Les résultats montrent différents décalages pour les fréquences présentes sur le spectre compris entre 8 MHz/% et 204 MHz/% à la longueur d'onde de 1550 nm. Cependant, aucune explication de l'origine physique n'est développée.

Dans ce chapitre, nous allons apporter une explication physique de ce phénomène par la rétrodiffusion Brillouin dans des microfils fortement contraints. Nous allons tout d'abord déterminer la déformation d'une fibre effilée sous une contrainte d'élongation, et particulièrement le microfil.

## 3.2/ DÉFORMATION DU MICROFIL

### 3.2.1/ CALCUL DE LA DÉFORMATION DU MICROFIL EN FONCTION DE L'ALLONGEMENT DE LA FIBRE OPTIQUE EFFILÉE

#### 3.2.1.1/ PRINCIPE DE LA DÉFORMATION

Une tension appliquée sur une fibre optique dont le diamètre varie longitudinalement induit une déformation non uniforme. Dans le cas de nos fibres effilées, le rapport des diamètres entre la fibre SMF-28 et le microfil atteint un facteur 100. Concrètement, la région du microfil ne s'allonge pas de la même quantité que la région des transitions pour une même force appliquée. Dans cette étude sur la diffusion Brillouin, nous souhaitons connaître la part d'élongation du microfil en fonction de l'élongation totale de la fibre effilée.

Cette problématique est illustrée sur la Figure 3.1. La fibre est décrite, à son état initial, par une longueur de microfil  $L_{MF}$  de rayon uniforme  $r_{MF}$  et une longueur des transitions  $L_{TR}$  où le rayon varie suivant  $r(z)$  (Figure 3.1a). Nous supposons que les transitions sont parfaitement symétriques. La longueur totale de la fibre effilée est égale à  $L_{Tot} = L_{MF} + 2L_{TR}$ .

Lorsqu'une élongation  $\Delta L_{Tot}$  est appliquée sur l'axe de la fibre entre les points de fixation (Figure 3.1b), le microfil et les transitions s'allongent respectivement de  $\delta L_{MF}$  et  $\delta L_{TR}$ .



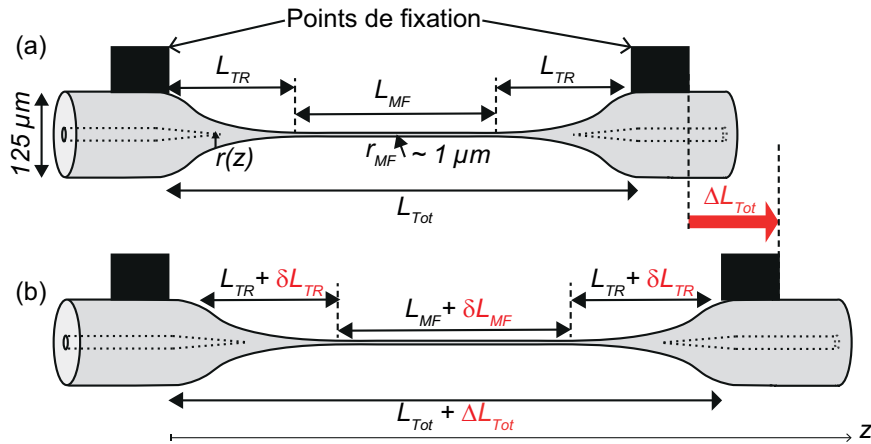


FIGURE 3.1 – Illustration de la déformation d'une fibre optique effilée. (a) La fibre à l'état initial de longueur de microfil  $L_{MF}$ , de transition  $L_{TR}$  et de longueur totale  $L_{Tot}$  entre les deux points de fixation. (b) Application d'un tension d'élongation provoquant un allongement  $\Delta L_{Tot}$  de l'ensemble de la fibre. Le microfil et les transitions s'allongent respectivement d'une quantité  $\delta L_{MF}$  et  $\delta L_{TR}$ .

Nous définissons la déformation statique  $\bar{\epsilon}_z^1$  par l'allongement relatif de chaque région tel que  $\bar{\epsilon}_z^{Tot} = \Delta L_{Tot}/L_{Tot}$  pour la fibre effilée,  $\bar{\epsilon}_z^{MF} = \delta L_{MF}/L_{MF}$  pour le microfil et  $\bar{\epsilon}_z^{TR} = \delta L_{TR}/L_{TR}$  pour les transitions. À partir des termes d'élongation nous obtenons l'égalité suivante

$$\Delta L_{Tot} = \delta L_{MF} + 2\delta L_{TR}. \quad (3.1)$$

Cette relation peut être écrite sous la forme

$$\frac{\delta L_{MF}}{\Delta L_{Tot}} + \frac{2\delta L_{TR}}{\Delta L_{Tot}} = 1. \quad (3.2)$$

Les termes  $\frac{\delta L_{MF}}{\Delta L_{Tot}} = R_{MF}$  et  $\frac{2\delta L_{TR}}{\Delta L_{Tot}} = R_{TR}$  désignent respectivement les contributions d'élongation du microfil et des transitions sur l'élongation totale de la fibre effilée. Ces termes sont pertinents pour nos expériences, en particulier  $R_{MF}$  que nous chercherons à calculer et mesurer.

L'élongation totale  $\Delta L_{Tot}$  est définie par l'intégration de toutes les déformations locales  $\bar{\epsilon}_z(z)$  le long de la fibre entre les points de fixation situés à la position  $z=0$  et  $z=L_{Tot}$  (Figure 3.1). Cette définition est exprimée par la relation (3.3). L'élongation de la région microfil  $\delta L_{MF}$  quant à elle est exprimée par l'intégration des déformations entre les points  $z = L_{TR}$  et  $z = L_{TR} + L_{MF}$  et donnée par la relation (3.4).

$$\Delta L_{Tot} = \int_{z=0}^{L_{Tot}} \bar{\epsilon}_z(z) dz, \quad (3.3) \quad \delta L_{MF} = \int_{z=L_{TR}}^{L_{TR}+L_{MF}} \bar{\epsilon}_z(z) dz. \quad (3.4)$$

1. Nous définissons par  $\bar{\epsilon}$  la déformation statique sur l'axe  $z$ , c'est à dire appliquée par la tension sur la fibre. Nous verrons par la suite la déformation dynamique  $\bar{\epsilon}$ , qui correspond à la propagation des ondes acoustiques.



Pour calculer ces déformations statiques, nous considérons que le système est unidimensionnel suivant l'axe  $z$  et n'affecte pas la dimension transverse sur l'ensemble de la fibre. Pour cela nous utilisons la loi de Hooke qui définit la relation entre la contrainte et la déformation.

### 3.2.1.2/ CALCUL DE LA DÉFORMATION AVEC LA LOI DE HOOKE

Dans la silice, la contrainte  $T_z$  est non-linéaire en fonction de la déformation  $\bar{\epsilon}_z$ . Celle-ci est exprimée au deuxième ordre par la relation [121]

$$T_z(z) = E_0 \bar{\epsilon}_z(z) \left( 1 + \frac{1}{2} \alpha \bar{\epsilon}_z(z) \right), \quad (3.5)$$

où  $T_z(z) = \frac{F}{\pi r^2(z)}$ , avec  $F$  la force de tension,  $E_0$  est le module de Young et  $\alpha$  est le coefficient du terme quadratique. Dans la silice  $E_0 = 73$  GPa et  $\alpha = 6$ . Cette équation équivaut à la loi de Hooke non-linéaire et s'interprète par le fait que le matériau durcit à mesure que la déformation augmente. À partir de cette équation, Suhir a développé un modèle analytique pour prédire la déformation d'une fibre effilée en fonction de la tension [122]. La vérification expérimentale de ce modèle a été rapportée en 2014 par les travaux de Holleis *et al.* [123] avec lesquels ils ont montré la variation non-linéaire de la tension en fonction de l'allongement de différentes fibres effilées.

Dans notre cas, nous négligeons le terme quadratique de l'équation (3.5). Bien qu'il soit non négligeable dans le calcul de la tension en fonction de la déformation, il a peu d'effet sur le rapport d'élongation  $R_{MF}^2$ . Par conséquent, le calcul de la déformation statique revient à utiliser la loi de Hooke linéaire exprimée par la relation

$$\bar{\epsilon}_z(z) = \frac{T(z)}{E_0} = \frac{F}{\pi r(z)^2 E_0}. \quad (3.6)$$

Dans notre expérience, nous n'avons pas accès à la valeur de la force  $F$ . Pour contourner ce problème, l'équation (3.6) est intégrée dans les relations (3.3) et (3.4) avec une force de tension arbitraire pour ensuite calculer le rapport  $R_{MF}$ . Pour mettre en œuvre ce calcul, nous modélisons le problème à l'aide du logiciel Matlab.

### 3.2.1.3/ MODÉLISATION DE LA DÉFORMATION

Le programme Matlab que j'ai développé permet de modéliser la déformation de la fibre effilée avec un pas d'échantillonnage  $dz$ . Le nombre de points au total pour constituer la fibre dans le modèle est choisi arbitrairement à 1000, afin que la pente très raide des transitions soit suffisamment échantillonnée. Sur la Figure 3.2, le profil a pour exemple un rayon de microfil  $r_{MF}$  de 0,5  $\mu\text{m}$  sur une longueur  $L_{MF}$  de 40 mm (en rouge). La longueur des transitions  $L_{TR}$  équivaut à 59,7 mm chacune (en bleues). La longueur totale de la fibre  $L_{Tot}$  est égale à 159,4 mm. Le pas entre chaque point  $dz = L_{Tot}/999$  est alors de 159,6  $\mu\text{m}$ . Le fait que les transitions aux rayons supérieurs à 20  $\mu\text{m}$  soient moins résolues n'a pas d'importance puisque la déformation est quasiment négligeable par rapport au microfil.

2. Le calcul avec le terme non-linéaire n'est pas plus compliqué, il suffit de résoudre la solution  $\bar{\epsilon}_z$  avec

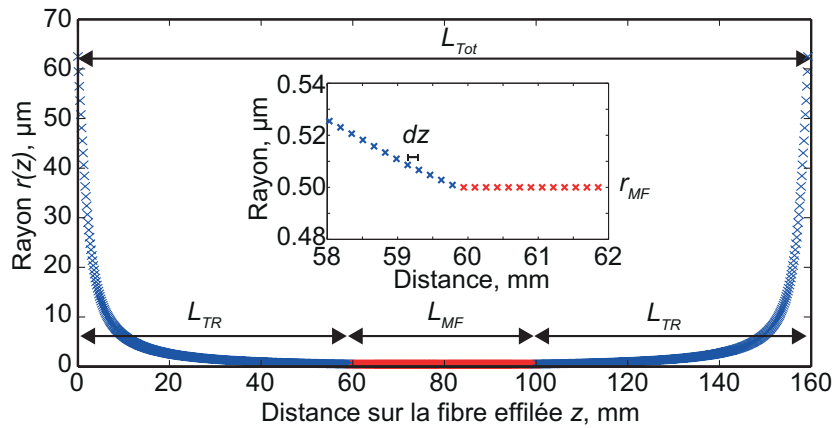


FIGURE 3.2 – Modélisation de la fibre effilée pour un rayon de microfil  $r_{MF}$  de 0,5  $\mu\text{m}$  sur une longueur  $L_{MF}$  de 40 mm (croix rouges). La longueur des transitions  $L_{TR}$  est de 59,7 mm (croix bleues) et la longueur totale de la fibre effilée  $L_{Tot}$  est de 159,4 mm. Le pas d'échantillonnage  $dz$  entre chaque point est égal à 159,6  $\mu\text{m}$ . L'encadré représente un agrandissement sur les points d'échantillonnage.

Pour chaque point de la fibre, assimilé à un diamètre, nous calculons la déformation locale avec l'équation (3.6) en faisant varier la force entre 0 et 5 mN. Les élongations de la fibre  $\Delta L_{Tot}$  et du microfil  $\delta L_{MF}$  sont alors déduites des équations (3.3) et (3.4) représentées sous une forme discrète telles que

$$\Delta L_{Tot} = dz \sum_{z=0}^{L_{Tot}} \bar{\epsilon}_z(z), \quad (3.7) \quad \delta L_{MF} = dz \sum_{z=L_{TR}}^{L_{TR}+L_{MF}} \bar{\epsilon}_z(z). \quad (3.8)$$

L'évolution de  $\Delta L_{Tot}$ ,  $\delta L_{MF}$  et  $\delta L_{TR}$  en fonction de la force de tension est représentée sur la Figure 3.3.

Cette figure nous montre que, lorsque la force de tension augmente, le microfil (en rouge) et les transitions (en bleu) évoluent différemment. De plus, le microfil s'allonge plus que les deux transitions réunies. De plus, nous représentons en noir la somme des élongations des transitions et du microfil qui constituent l'élongation totale de la fibre effilée. Dans cet exemple, une élongation  $\Delta L_{Tot}$  de 4 mm de la fibre effilée représente environ une force de tension de 3,4 mN, soit une élongation du microfil  $\delta L_{MF}$  de 2,3 mm et une élongation des transitions  $\delta L_{TR}$  de 1,7 mm (lignes pointillées noires). Ceci équivaut respectivement à une contribution  $R_{MF}$  de 58 % et  $R_{TR}$  de 42 %.

Ce tracé nous donne indirectement les élongations des deux régions en fonction de l'élongation de la fibre. Nous représentons ces évolutions sur la Figure 3.4a.

Cette figure est particulièrement utile pour notre expérience puisqu'elle met en avant le seul paramètre  $\Delta L_{Tot}$  que nous contrôlons expérimentalement lors de la déformation. Évidemment, nous obtenons les mêmes contributions  $R_{MF}$  et  $R_{TR}$ . En exprimant cette fois-ci les déformations  $\bar{\epsilon}_z$  de chaque région en fonction de la déformation de la fibre  $\bar{\epsilon}_z^{Tot}$ , nous obtenons le tracé représenté sur la Figure 3.4b. Une élongation  $\Delta L_{Tot}$  de 4 mm sur une fibre effilée de longueur  $L_{Tot}$  de 159,4 mm correspond à une déformation  $\bar{\epsilon}_z^{Tot} = 2,5$

une équation de second degré.

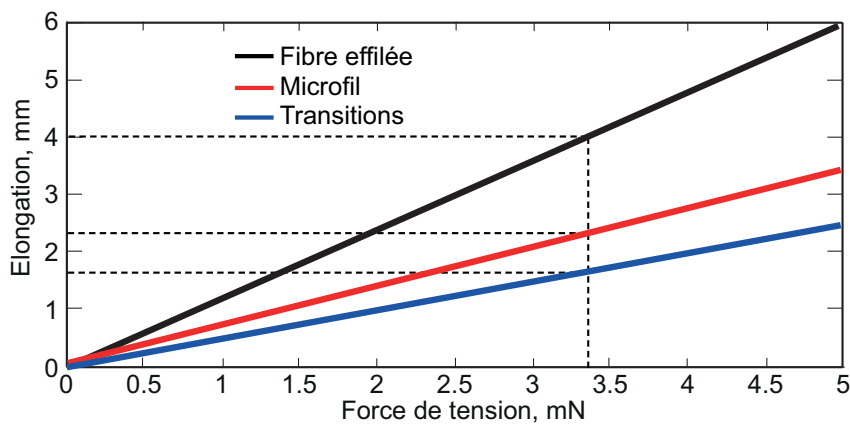


FIGURE 3.3 – Calcul de l'élongation de la fibre effilée (courbe noire), du microfil (courbe rouge) et des transitions (courbe bleue) en fonction de la force de tension appliquée. Le rayon du microfil est de  $0,5 \mu\text{m}$  sur une longueur de  $40 \text{ mm}$ , la longueur des transitions est de  $59,7 \text{ mm}$  chacune et la longueur totale de la fibre effilée est de  $159,4 \text{ mm}$ .

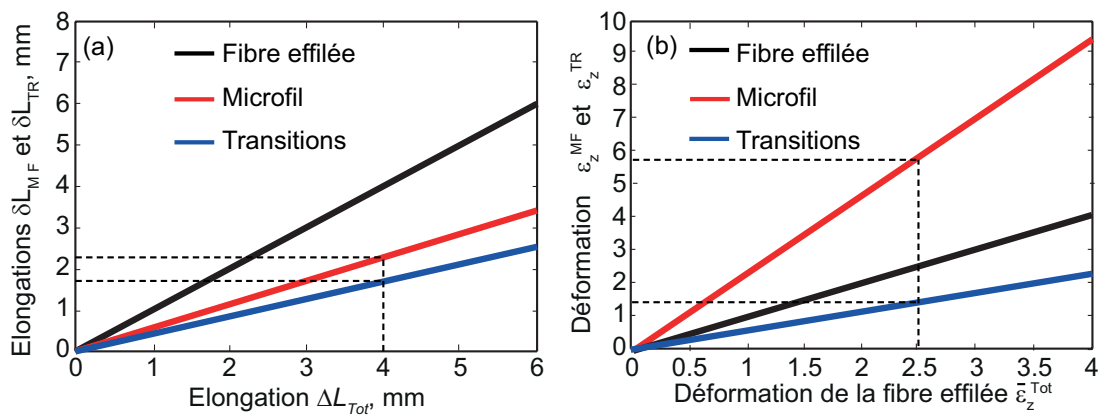


FIGURE 3.4 – (a) Calcul de l'élongation du microfil (courbe rouge) et des transitions (courbe bleue) en fonction de l'élongation totale de la fibre effilée. (b) Calcul de la déformation du microfil et des transitions en fonction de la déformation de la fibre effilée. Le rayon du microfil est de  $0,5 \mu\text{m}$  sur une longueur de  $40 \text{ mm}$ , la longueur des transitions est de  $59,7 \text{ mm}$  chacune et la longueur totale de la fibre effilée est de  $159,4 \text{ mm}$ .

%. À cette valeur (ligne pointillée noire verticale) le microfil se déforme d'environ  $\bar{\epsilon}_z^{MF} = 5,8 \%$  et les transitions de  $\bar{\epsilon}_z^{TR} = 1,4 \%$ . Par conséquent, ces valeurs nous indiquent que la partie majeure de la déformation est celle du microfil.

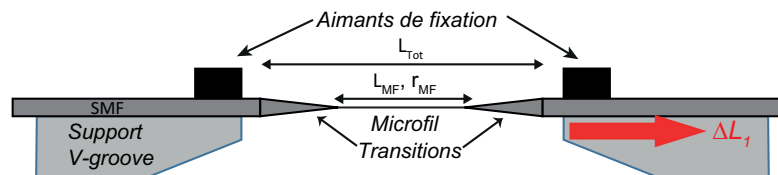
Nous savons maintenant estimer la contribution théorique de chaque section d'une fibre effilée en fonction de l'allongement total. La section suivante détaille la vérification expérimentale de ce calcul.

## 3.2.2/ VÉRIFICATIONS EXPÉRIMENTALES DE LA DÉFORMATION

Nous effectuons ici une expérience sur la mesure d'élongation à la rupture des fibres effilées et du microfil pour vérifier le rapport théorique  $R_{MF}$ . Il s'agit de fabriquer deux échantillons de fibres effilées identiques. Le premier sert à mesurer l'élongation  $\Delta L_{Tot}$  de la fibre effilée jusqu'à la rupture et le second à mesurer l'élongation  $\delta L_{MF}$  du microfil jusqu'à la rupture. Le rapport entre ces deux valeurs nous donne ainsi la contribution  $R_{MF}$  expérimentale. Cette expérience est illustrée sur la Figure 3.5 et procédée en deux étapes :

- Premièrement, nous fabriquons la première fibre effilée (échantillon 1) avec les paramètres du microfil tels que la longueur  $L_{MF}$  et le diamètre réel  $d_{MF,1}$ , mesuré par notre technique de la spectroscopie Brillouin décrite au chapitre 2 (section 2.3). La longueur totale de la fibre effilée est notée  $L_{Tot}$ . L'échantillon 1 ainsi fabriqué, reste fixé sur les platines d'étirage entre les points de fixation. La fibre est ensuite étirée sur sa longueur en écartant manuellement les platines (Figure 3.5a). Lorsque la fibre est rompue nous relevons l'écartement  $\Delta L_{rupt,1}$  associé à la rupture.
- Deuxièmement, nous fabriquons la deuxième fibre effilée (échantillon 2) avec les paramètres identiques à la première. Nous vérifions au spectre Brillouin le diamètre réel  $d_{MF,2}$  pour s'assurer qu'il soit quasiment identique à  $d_{MF,1}$ . Ensuite, nous fixons uniquement le microfil entre les points de fixation avec de la colle UV (Figure 3.5b) pour que les transitions soient exclues de l'élongation. Le microfil est étiré sur sa longueur à l'aide des platines puis nous relevons la valeur d'élongation à la rupture  $\Delta L_{rupt,2}$ .

(a) Etape 1 : Mesure d'élongation à la rupture de la fibre effilée



(b) Etape 2 : Mesure d'élongation à la rupture du microfil

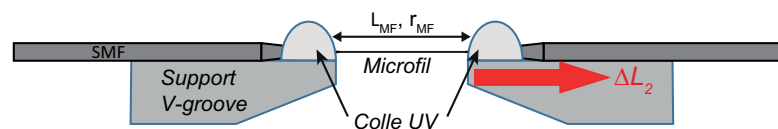


FIGURE 3.5 – Schéma du protocole expérimental pour mesurer le rapport d'élongation du microfil. (a) Première étape consistant à allonger toute la fibre effilée et mesurer son élongation à la rupture. (b) Deuxième étape consistant à allonger uniquement le microfil d'un échantillon identique à l'étape 1, fixé avec de la colle UV, et mesurer son élongation à la rupture.

Lorsque les diamètres mesurés du microfil entre les deux échantillons sont légèrement différents, nous prenons le diamètre moyen  $d_{MF,moy}$  pour simplifier le calcul. À partir des valeurs d'élongation à la rupture, nous en déduisons l'allongement relatif  $\bar{\epsilon}_{z,rupt} = \Delta L_{rupt,\{1,2\}}/L_{\{Tot,MF\}}$  pour la fibre et le microfil ainsi que la fraction d'élongation du microfil  $R_{MF,exp} = \Delta L_{rupt,2}/\Delta L_{rupt,1}$ . Cette valeur est ensuite comparée à celle calculée

théoriquement  $R_{MF,theo}$ .

Nous avons réalisé cette expérience sur trois différentes fibres effilées nommées par les lettres A, B et C. Le microfil de la fibre A par exemple, est défini par un diamètre moyen  $d_{MF,moy}$  de 1,32  $\mu\text{m}$ . La longueur du microfil est égale à 80 mm et la longueur totale de la fibre est égale à 195 mm. Pour l'échantillon 1, la fibre effilée s'est rompue lorsque l'élongation a atteint  $\Delta L_{rupt,1} = 6,8$  mm, soit une élongation relative  $\bar{\epsilon}_{z,rupt}$  de 3,49 %. Pour l'échantillon 2, le microfil s'est rompu à  $\Delta L_{rupt,2} = 4,85$  mm, soit une élongation relative  $\bar{\epsilon}_{z,rupt}$  de 6,1 %. Nous déduisons de ces mesures que 71,3 % de l'allongement de la fibre est due au microfil. La valeur prédite par le modèle est estimée à 67 %, soit une marge d'erreur  $\delta R$  d'environ 6,4 %. Nous avons donc un très bon accord théorie/expérience. Les données expérimentales pour les fibres B et C sont présentées sur la Table 3.1.

Fibres	Ech.	$d_{MF}$ ( $\mu\text{m}$ )	$d_{MF,moy}$ ( $\mu\text{m}$ )	$L_{MF}$ (mm)	$L_{Tot}$ (mm)	$\Delta L_{rupt}$ (mm)	$\bar{\epsilon}_{z,rupt}$ (%)	$R_{MF,exp}$ (%)	$R_{MF,the}$ (%)	$\delta R$ (%)
A	1	1,34	1,32	80	195	6,8	3,49	71,3	67	6,4
	2	1,30				4,85	6,1			
B	1	0,86	0,855	50	186	5,25	2,8	53,3	58,8	9,3
	2	0,85				2,8	5,6			
C	1	0,820	0,815	80	215,7	7,25	3,4	65,5	65,1	0,6
	2	0,81				4,75	5,9			

TABLE 3.1 – Mesures de l'élongation à la rupture pour différentes fibres A, B et C et comparaison au modèle théorique. *Ech* : échantillon,  $d_{MF}$  : diamètre du microfil mesuré au spectre Brillouin,  $d_{MF,moy}$  : diamètre moyen entre les deux échantillons pour une même fibre,  $L_{MF}$  : Longueur du microfil,  $L_{Tot}$  : longueur de la fibre effilée,  $\Delta L_{rupt}$  : élongation à la rupture de la fibre,  $\bar{\epsilon}_{z,rupt}$  : déformation de la fibre ou du microfil,  $R_{MF,exp}$  : contribution expérimentale de l'élongation du microfil,  $R_{MF,the}$  : contribution théorique de l'élongation du microfil calculée par le modèle,  $\delta R$  : erreur relative sur le rapport d'élongation théorie/expérience.

Nous voyons bien à travers ces résultats expérimentaux que les valeurs  $R_{MF}$  sont en très bon accord avec la théorie avec une erreur comprise entre 0,6 % à 9,3 %. La marge d'erreur est majoritairement due aux conditions expérimentales de ce test. En effet, la manipulation de la fibre effilée de l'étape 2 (Figure 3.5b) peut endommager le microfil. De plus, la position exacte du microfil entre les deux points de colle UV n'est pas précise vu la difficulté à apercevoir les dimensions à l'oeil nu. La marge d'erreur peut être également due à la différence de diamètre entre les deux échantillons. Malgré ces conditions, nous estimons que l'erreur moyenne de la contribution du microfil sur l'allongement total est raisonnable à environ 5,4 % sur ces trois échantillons. Nous pouvons en déduire que le modèle théorique sur l'estimation de l'élongation du microfil fonctionne. Par ailleurs, nous remarquons que le microfil se rompt aux alentours de 6 % d'élongation. Cette valeur est en très bon accord avec les mesures de la littérature dans le cas de la silice [123, 121, 124].

L'ensemble de ces résultats nous confirme que le modèle est fiable pour prédire la déformation de la fibre effilée. Nous allons décrire dans le prochain paragraphe, l'effet de la déformation sur la rétrodiffusion Brillouin.

### 3.3/ SPECTRES BRILLOUIN EN FONCTION D'UNE DÉFORMATION AXIALE

#### 3.3.1/ PROTOCOLE EXPÉRIMENTAL

La mesure du spectre de rétrodiffusion Brillouin en fonction de l'élongation de la fibre effilée se réalise à l'aide du montage de détection hétérodyne (cf Fig. 2.15) et des platines d'étirage. La fibre est initialement au repos et suspendue entre les platines après sa fabrication comme le montre la Figure 3.6. La mesure du spectre Brillouin s'effectue avec un pas d'élongation que nous appliquons sur la fibre en écartant les platines. Le pas est typiquement d'une dizaine de micromètres pour atteindre quelques millimètres d'élongation et parfois la rupture de la fibre. La longueur d'onde d'opération est de 1550 nm.

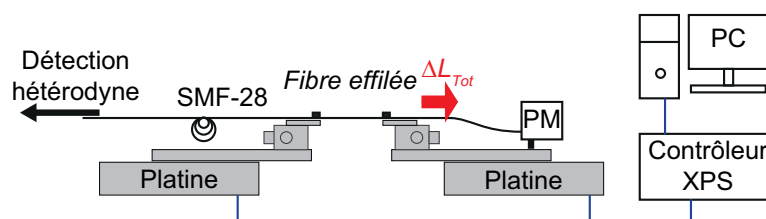


FIGURE 3.6 – Schéma de l'expérience pour mesurer le spectre Brillouin en fonction de l'élongation de la fibre.

Nous avons tout d'abord testé cette expérience sur une fibre de référence, la SMF-28 avec sa gaine protectrice en polymère. Celle-ci est suspendue sur une longueur de 1 m et fixée sur les platines par des électro-aimants. Le pas d'élongation appliqué entre chaque mesure de spectre est de 100  $\mu\text{m}$ , soit une déformation de 0,1 %. La variation de la fréquence Brillouin est mesurée jusqu'à une déformation de 0,6 % de la fibre. Les résultats sont présentés sur la Figure 3.7a.

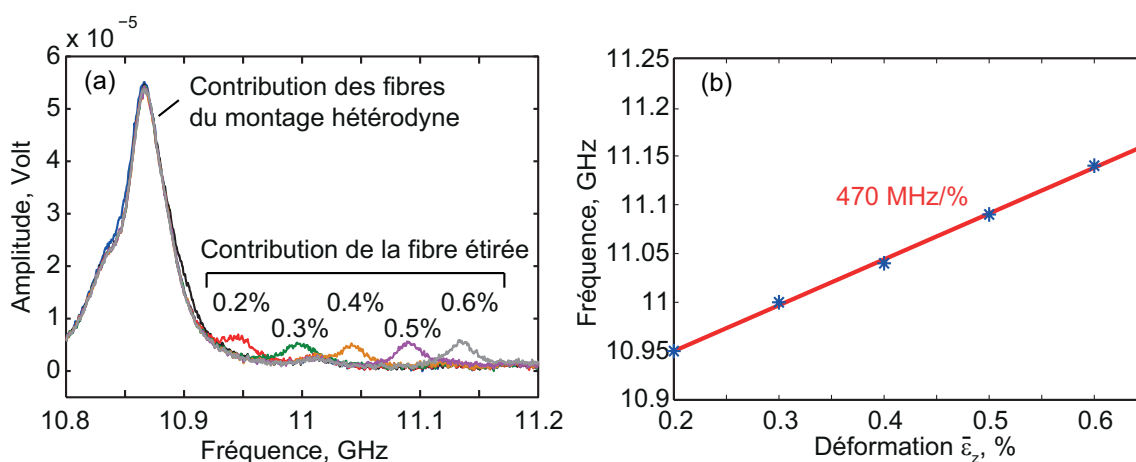


FIGURE 3.7 – (a) Mesure du spectre Brillouin en fonction de l'élongation dans une fibre SMF-28. (b) Points expérimentaux de l'évolution du pic de fréquence Brillouin en fonction de la déformation.

La résonance Brillouin de la SMF-28 est initialement à  $\nu_B = 10,86$  GHz. Le pic de fréquence de la zone sous contrainte sort de la résonance initiale à partir de 0,2% de déformation. Nous reportons le décalage de la fréquence en fonction de cette déformation sur la Figure 3.7b. Nous remarquons que la tendance est linéaire et le coefficient de contrainte Brillouin est mesuré à  $C_{\bar{\epsilon}} = \frac{\partial \nu_B}{\partial \bar{\epsilon}_z} = 470$  MHz/‰. La normalisation à la fréquence initiale  $\nu_B$ , donne un coefficient normalisé de

$$C_N = \frac{1}{\nu_B} \frac{\partial \nu_B}{\partial \bar{\epsilon}_z} = 4,3. \quad (3.9)$$

Nous retrouvons bien cette valeur dans la littérature [99, 125].

La vérification de cette expérience de référence nous mène désormais à expérimenter nos microfils optiques sous contrainte. Parmi les différents échantillons que nous avons mesurés, nous allons en présenter deux aux diamètres  $d_{MF,1} = 660$  nm et  $d_{MF,2} = 930$  nm. Ces diamètres correspondent à différentes zones spécifiques de la cartographie d'accord de phase Brillouin, comme indiqués sur la Figure 3.8. Le diamètre  $d_{MF,1}$  du microfil optique est situé dans la zone mettant en jeu les ondes acoustiques de surface avec les modes  $TR(2,1)$  et  $L(0,1)$ , ainsi que l'onde hybride située sur la branche de compression avec le mode  $L(0,2)$ . Il y a également la présence d'une onde marquée par une forte composante de cisaillement avec le mode  $L(0,3)$ .

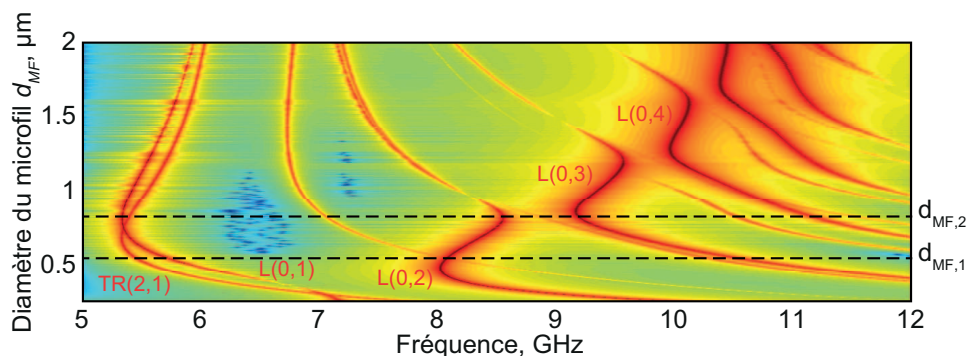


FIGURE 3.8 – Diagramme d'accord de phase Brillouin obtenu par la simulation numérique aux éléments finis. Le diamètre  $d_{MF,1}$  vaut 660 nm et le diamètre  $d_{MF,2}$  vaut 930 nm.

Pour le diamètre  $d_{MF,2}$ , la zone d'intérêt se situe au niveau de l'anti-croisement entre les modes acoustiques  $L(0,2)$  et  $L(0,3)$ . Ces deux modes sont marqués par une forte hybridation de la composante longitudinale et de cisaillement de l'onde acoustique. À ce diamètre, nous avons également le mode  $L(0,4)$  situé sur la branche de cisaillement. Ces deux zones que nous allons étudier sont intéressantes pour observer le comportement des ondes acoustiques de nature différente en fonction d'une forte déformation longitudinale du microfil.

### 3.3.2/ RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

La longueur du microfil au diamètre  $d_{MF,1}$  de 660 nm est de 80 mm et la longueur totale de la fibre effilée est de 225 mm. Le spectre Brillouin au repos de cet échantillon est tracé



au bas de la Figure 3.9a en rouge. Les fréquences de résonance provenant du microfil sont indiquées respectivement par les flèches noires à 5,46 GHz et 5,75 GHz pour les modes de surface  $TR(2, 1)$  et  $L(0, 1)$ , puis à 8,07 GHz pour le mode  $L(0, 2)$  et à 10,6 GHz pour le mode  $L(0, 3)$ . La mesure du spectre Brillouin en fonction de l'allongement  $\Delta L_{Tot}$  de l'ensemble de la fibre effilée est présentée sur cette même figure en fausses couleurs.

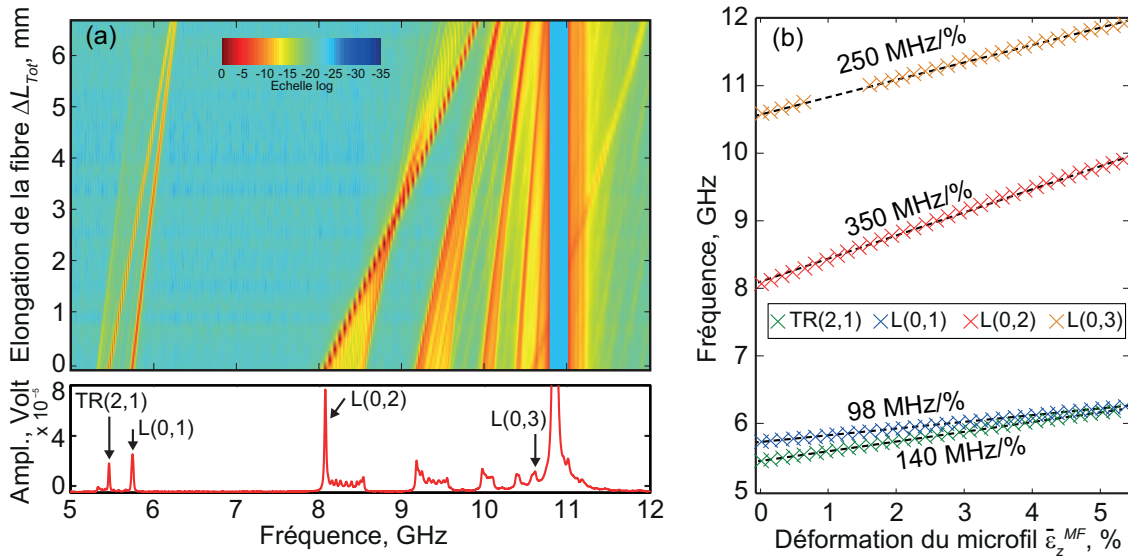


FIGURE 3.9 – (a) En bas : Mesure du spectre de rétrodiffusion Brillouin pour la fibre de diamètre  $d_{MF,1} = 660$  nm au repos. Les fréquences  $\nu_B$  des modes acoustiques présents dans le microfil sont indiqués par des flèches noires. En haut : Mesure des spectres Brillouin en fonction de l'élongation  $\Delta L_{Tot}$  de la fibre effilée. L'échelle des mesures expérimentales est logarithmique. La couleur rouge correspond au maximum d'intensité. (b) Tracé des points expérimentaux des fréquences Brillouin  $\nu_B$  pour chaque mode en fonction de la déformation  $\bar{\epsilon}_z^{MF}$  du microfil. Les coefficients de contrainte Brillouin sont extraits des mesures. Les droites pointillées représentent une approximation linéaire

La partie SMF-28 sur le spectre aux alentours de 11 GHz est supprimée pour avoir une meilleure visibilité sur les fréquences Brillouin de la fibre effilée. Dans un premier temps, nous observons que toutes les résonances du spectre se décalent linéairement vers les hautes fréquences, ce qui confirme que toutes les sections de la fibre effilée s'allongent. Dans un deuxième temps, nous remarquons que les deux ondes de surface se rapprochent au fur et à mesure de l'élongation reflétant un comportement inhabituel sous contraintes.

Dans cette fibre, l'élongation du microfil correspond à  $R_{MF} = 64,5\%$  de l'élongation de la fibre effilée. En se focalisant seulement sur cette région, l'évolution des fréquences Brillouin en fonction de la déformation du microfil est tracée sur la Figure 3.9b. Les coefficients de contrainte Brillouin des modes  $TR(2, 1)$  et  $L(0, 1)$  sont mesurés respectivement à  $140$  MHz/% et  $98$  MHz/%. Le décalage de la résonance du mode  $L(0, 2)$  est mesuré à  $350$  MHz/%. Quant à la résonance du mode  $L(0, 3)$ , la pente est mesurée à  $250$  MHz/%. Leurs coefficients normalisés  $C_N$  sont calculés et présentés dans la Table (3.2).

Ces mesures nous indiquent que les coefficients normalisés ne sont pas identiques. Nous retrouvons cependant celui qui est proche de la SMF-28 à  $C_N = 4,33$  pour le mode  $L(0, 2)$ . Cette similarité peut s'expliquer par le fait que la fréquence de résonance Brillouin de ce



Mode	$\nu_B$ , GHz	$\frac{\partial \nu_B}{\partial \bar{\epsilon}_z}$ , MHz/%	$C_N = \frac{1}{\nu_B} \frac{\partial \nu_B}{\partial \bar{\epsilon}_z}$
TR(2, 1)	5,46	140	2,56
L(0, 1)	5,75	98	1,7
L(0, 2)	8,07	350	4,33
L(0, 3)	10,6	250	2,36

TABLE 3.2 – Tableau récapitulatif des coefficients de contrainte Brillouin mesurés pour différents modes acoustiques au diamètre  $d_{MF,1} = 660$  nm.  $\nu_B$  : la fréquence Brillouin,  $\partial \nu_B / \partial \bar{\epsilon}_z$  : le coefficient de contrainte Brillouin,  $C_N$  : le coefficient de contrainte normalisé.

mode est située sur la branche de compression dans le diagramme d'accord de phase. Celle-ci possède alors une forte contribution de déplacement longitudinal comme dans le cas d'une fibre SMF. Les autres coefficients sont plus faibles et semblent s'approcher du coefficient lié à la contribution des ondes acoustiques de cisaillement dont la valeur  $C_T = 2^3$  [126]. Nos mesures confirment entre autres que ces ondes sont constituées d'un mélange de composantes de compression et de cisaillement.

La deuxième fibre effilée possédant le diamètre  $d_{MF,2}$  de 930 nm présente une longueur totale de 221 mm dont 40 mm de microfil. Le spectre expérimental au repos est tracé en bas de la Figure 3.10a et comporte les résonances du microfil (flèches noires) aux fréquences 8,55 GHz et 9,2 GHz situées à l'anti-croisement des modes acoustiques  $L(0, 2)$  et  $L(0, 3)$ . Nous indiquons aussi la résonance à la fréquence 11,2 GHz du mode  $L(0, 4)$ . La mesure du spectre Brillouin en fonction de l'allongement  $\Delta L_{Tot}$  de l'ensemble de la fibre effilée est présentée sur cette même figure en fausses couleurs.

L'évolution des deux pics de fréquences à l'anti-croisement montre une tendance à diverger. La fréquence du mode  $L(0, 2)$  ne varie pas linéairement, tandis que la fréquence Brillouin du mode  $L(0, 4)$  évolue linéairement en fonction de l'élongation. Ces décalages sont exprimés en fonction de la déformation du microfil sur la Figure 3.10b. Les coefficients de contrainte Brillouin sont relevés à 240 MHz/% pour le mode  $L(0, 2)$  entre 0 et 2% de la déformation du microfil et à 184 MHz/% entre 2 et 5% de la déformation. Pour le mode  $L(0, 3)$  nous relevons une pente linéaire à 340 MHz/% et pour le mode  $L(0, 4)$  à 290 MHz/%. Leurs coefficients normalisés sont calculés et présentés dans la Table (3.3).

Mode	$\nu_B$ (GHz)	$\frac{\partial \nu_B}{\partial \bar{\epsilon}_z}$ (MHz/%)	$C_N = \frac{1}{\nu_B} \frac{\partial \nu_B}{\partial \bar{\epsilon}_z}$
L(0, 2)	8,55	240	2,81
L(0, 3)	9,2	340	3,7
L(0, 4)	11,2	290	2,69

TABLE 3.3 – Tableau récapitulatif des coefficients de contrainte Brillouin mesurés pour différents modes acoustiques au diamètre  $d_{MF,2} = 930$  nm.  $\nu_B$  : la fréquence Brillouin,  $\partial \nu_B / \partial \bar{\epsilon}_z$  : le coefficient de contrainte Brillouin,  $C_N$  : le coefficient de contrainte normalisé. Pour le mode  $L(0, 2)$ , nous ne gardons que le premier coefficient jusqu'à 2% d'élongation du microfil.

L'analyse de ces mesures nous montre que les coefficients normalisés sont tous différents et aucun n'est identique à celui de la SMF-28. Nous en déduisons que les

3. La valeur utilisée pour la variation du module de Young est  $E'/E = 6$ , du coefficient de Poisson  $\kappa = 0,17$  et sa variation  $\kappa' = 3,07$  [126].

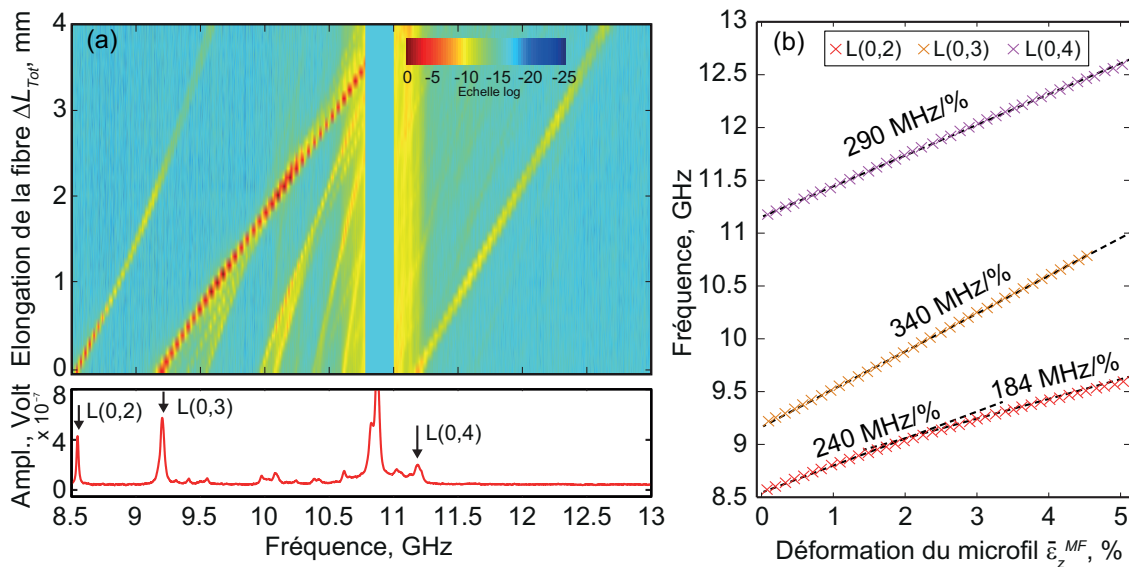


FIGURE 3.10 – (a) En bas : Mesure du spectre de rétrodiffusion Brillouin pour la fibre de diamètre  $d_{MF,2} = 930$  nm au repos. Les fréquences  $\nu_B$  des modes acoustiques présents dans le microfil sont indiqués par des flèches noires. En haut : Mesure des spectres Brillouin en fonction de l'élongation  $\Delta L_{Tot}$  de la fibre effilée. L'échelle des mesures expérimentales est logarithmique. La couleur rouge correspond au maximum d'intensité. (b) Tracé des points expérimentaux des fréquences Brillouin  $\nu_B$  pour chaque mode en fonction de la déformation  $\bar{\epsilon}_z^{MF}$  du microfil. Les coefficients de contrainte Brillouin sont extraits des mesures. Les droites pointillées représentent une approximation linéaire.

ondes acoustiques correspondantes sont de nature fortement hybride.

L'ensemble des coefficients normalisés  $C_N$  mesurés sur plusieurs échantillons de micro-fils optiques, entre les diamètres 600 nm et 2  $\mu$ m, sont regroupés sur la Figure 3.11. Sur cette figure, chaque mode est représenté par sa couleur respective.

Tout d'abord, nous pouvons observer que le coefficient normalisé change avec le mode ou le diamètre. Les coefficients oscillent entre la valeur du coefficient normalisé  $C_L$  et celle du coefficient  $C_T$ . Lorsque le diamètre est situé sur une branche de compression, le coefficient normalisé est proche de celui de la valeur  $C_L$ , tandis que sur une branche de cisaillement, le coefficient normalisé est proche de la valeur  $C_T$ . À l'anti-croisement, le coefficient est compris entre ces deux valeurs. Ce comportement montre bien le caractère hybride de ces ondes qui possèdent une composante de vitesse longitudinale et transverse. Nous comprenons bien qu'à partir des mesures de ces coefficients, le modèle théorique usuel (3.9) étudié dans le cas d'une fibre optique SMF-28 ne peut plus être considéré. La présence des ondes acoustiques de surface et hybrides, ayant une déformation transverse non négligeable, nécessite de revisiter le modèle standard des contraintes en tenant en compte les coefficients élastiques de la silice du troisième ordre.

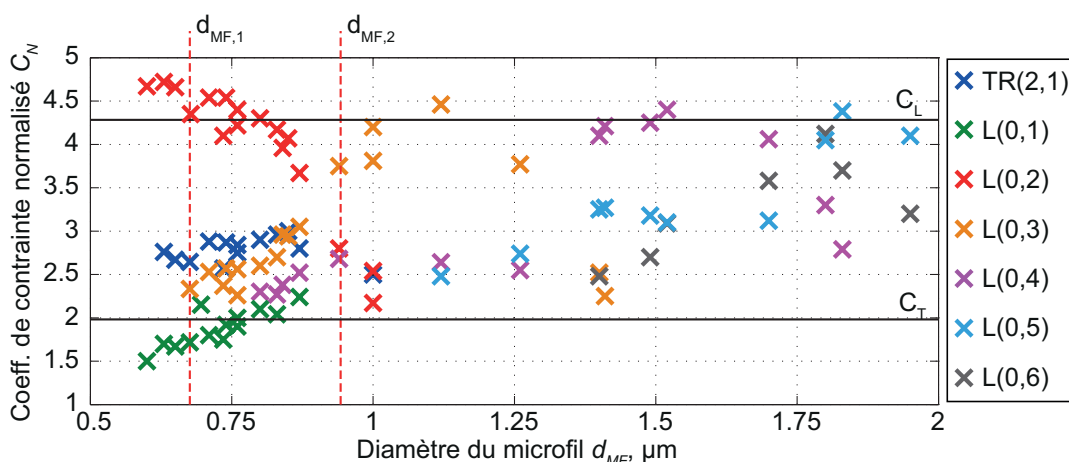


FIGURE 3.11 – Graphique rassemblant les mesures expérimentales des coefficients normalisés  $C_N$  pour chaque mode acoustique en fonction du diamètre du microfil. Les diamètres  $d_{MF,1} = 660$  nm et  $d_{MF,2} = 930$  nm sont indiqués sur le graphique.  $C_L$  et  $C_T$  sont respectivement les coefficients normalisés dans le cas d'une onde purement longitudinale et transverse.

### 3.4/ COEFFICIENTS ÉLASTIQUES DE LA SILICE DU TROISIÈME ORDRE

#### 3.4.1/ TENSEUR DES CONTRAINTES

Pour calculer les fréquences Brillouin en fonction de la déformation axiale des microfils optiques, il est nécessaire de développer un modèle à partir de l'élasticité non-linéaire de la silice. Pour cela, nous partons de l'expression générale de l'énergie totale interne  $U$  d'un solide déformé à une entropie constante  $S$  [127, 128, 129, 130]. Celle-ci est développée au troisième ordre telle que

$$U(\epsilon_{ij}, S) = U(0, S) + \frac{1}{2}c_{ijkl}\epsilon_{ij}\epsilon_{kl} + \frac{1}{6}c_{ijklgr}\epsilon_{ij}\epsilon_{kl}\epsilon_{gr}, \quad (3.10)$$

où  $U(0, S)$  est l'énergie interne du solide non déformé,  $c_{ijkl} = \frac{\partial^2 U}{\partial \epsilon_{ij} \partial \epsilon_{kl}}$  sont les coefficients

élastiques du deuxième ordre,  $c_{ijklgr} = \frac{\partial^3 U}{\partial \epsilon_{ij} \partial \epsilon_{kl} \partial \epsilon_{gr}}$  sont les coefficients élastiques du troisième ordre et  $\{i, j, k, l, g, r\} = \{1, 2, 3\}$ . Le terme  $\epsilon_{ij}$  est le tenseur des déformations dont nous rappelons l'expression suivante

$$\epsilon_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right). \quad (3.11)$$

La dérivation de l'équation (3.10) sur la déformation  $\epsilon_{ij}$  donne la loi de Hooke généralisée par l'expression de la contrainte  $T_{ij}$  telle que

$$T_{ij} = \frac{\partial U}{\partial \epsilon_{ij}} = c_{ijkl}\epsilon_{kl} + \frac{1}{2}c_{ijklgr}\epsilon_{kl}\epsilon_{gr}. \quad (3.12)$$

La non-linéarité de la contrainte va affecter le calcul des modes acoustiques. En effet, le microfil étant allongé, le tenseur des déformations  $\epsilon_{kl}$  est désormais la somme de la déformation statique  $\bar{\epsilon}_{kl}$ , c'est à dire celle provoquée par la tension d'élongation, et de la déformation dynamique  $\tilde{\epsilon}_{kl}$  celle qui décrit la déformation de la structure par les ondes acoustiques. Nous avons alors

$$\epsilon_{kl} = \bar{\epsilon}_{kl} + \tilde{\epsilon}_{kl}. \quad (3.13)$$

Dans le cas de la mécanique linéaire (premier terme de l'équation (3.12)), nous devons résoudre les problèmes statiques et dynamiques indépendamment. C'est à dire qu'il suffit de calculer la contrainte de déformation du microfil allongé puis, résoudre le problème dynamique en calculant les solutions de propagation acoustiques dans le microfil déformé. La solution finale résulte de la somme des deux solutions.

Dans le cas de la mécanique non-linéaire, lorsque nous intégrons la combinaison des déformations dans l'équation de la contrainte (3.12), nous obtenons une relation qui peut être différenciée en trois termes

$$\begin{aligned} T_{ij} = & \left\{ c_{ijkl}\bar{\epsilon}_{kl} + \frac{1}{2}c_{ijklgr}\bar{\epsilon}_{kl}\bar{\epsilon}_{gr} \right\} \\ & + c_{ijkl}\tilde{\epsilon}_{kl} + \frac{1}{2}c_{ijklgr}(\bar{\epsilon}_{gr}\tilde{\epsilon}_{kl} + \tilde{\epsilon}_{gr}\bar{\epsilon}_{kl}) \\ & + \frac{1}{2}c_{ijklgr}\tilde{\epsilon}_{gr}\tilde{\epsilon}_{kl}. \end{aligned}$$

- Le premier terme est le tenseur de contrainte statique. Dans notre cas, c'est la composante  $\bar{\epsilon}_{zz}$  qui va largement s'imposer puisque c'est dans cette direction que nous déformons le microfil jusqu'à 6% de sa longueur. De ce fait, ce terme est équivalent à l'expression de la contrainte (3.5) où nous négligeons l'effet quadratique de la déformation. L'expression devient dans ce cas

$$\bar{T}_{zz} = E_0\bar{\epsilon}_{zz}. \quad (3.14)$$

- Le deuxième terme, est la nouvelle solution dynamique. Nous voyons la présence des termes croisés  $\bar{\epsilon}_{gr}\tilde{\epsilon}_{kl}$  et  $\bar{\epsilon}_{kl}\tilde{\epsilon}_{gr}$  qui décrit la vibration dynamique des ondes acoustiques perturbée par la déformation statique de la fibre. Les déplacements de ces ondes étant de quelques picomètres, il est clair que  $\bar{\epsilon}_{zz} \gg \tilde{\epsilon}_{kl}$ <sup>4</sup>. Par conséquent, les termes croisés les plus imposants sont ceux qui sont couplés avec la composante  $\bar{\epsilon}_{zz}$ . De plus, en tenant compte des propriétés de symétrie ( $ijkl=klji$  et  $ijklgr=ijgrkl$ ) le tenseur des contraintes dynamique, perturbé par une déformation longitudinale selon  $z$ , peut alors s'exprimer par (voir détails dans l'annexe A)

---

4. ou  $\bar{\epsilon}_{zz} \gg \tilde{\epsilon}_{gr}$

$$\begin{aligned}
\tilde{T}_{ij} &= c_{ijkl}\tilde{\epsilon}_{kl} + c_{ijklzz}\tilde{\epsilon}_{kl}\bar{\epsilon}_{zz} \\
&= (c_{ijkl} + c_{ijklzz}\bar{\epsilon}_{zz})\tilde{\epsilon}_{kl} \\
&= c'_{ijkl}(\bar{\epsilon}_{zz})\tilde{\epsilon}_{kl},
\end{aligned}$$

avec  $c'_{ijkl}(\bar{\epsilon}_{zz}) = c_{ijkl} + c_{ijklzz}\bar{\epsilon}_{zz}$  le nouveau tenseur d'élasticité dépendant de la déformation statique  $\bar{\epsilon}_{zz}$ .

- le troisième terme est proportionnel à la déformation que produit l'onde acoustique. Le déplacement étant de l'ordre quelques picomètres, la déformation correspondante élevée au carré devient négligeable par rapport à la déformation statique. Ce terme est par conséquent très faible comparé aux deux premiers et négligeable.

La présence des termes croisés dans la solution dynamique implique de résoudre avant tout le problème statique pour le calcul des modes acoustiques dans le microfil déformé.

### 3.4.2/ RÉOLUTION STATIQUE

Nous avons vu dans la première partie de ce chapitre le calcul de la déformation pour chaque région de la fibre effilée. Pour le cas du microfil, la déformation locale  $\bar{\epsilon}_{zz}(z) = \frac{\partial \bar{u}_z(z)}{\partial z}$  est constante sur toute la longueur. Par conséquent, la solution  $\bar{u}_z$  du déplacement est une fonction linéaire de  $z$  telle que

$$\bar{u}_z(z) = \bar{\epsilon}_{zz}z - \frac{\delta L_{MF}}{2}, \quad (3.15)$$

avec  $\bar{\epsilon}_{zz} = \frac{\delta L_{MF}}{L_{MF}}$  la déformation du microfil. Pour montrer à quel point cette solution va affecter les solutions dynamiques, nous représentons sur la Figure 3.12 l'effet de la déformation sur la propagation des ondes acoustiques.

Sur la Figure 3.12a, nous considérons le microfil au repos schématisé selon l'axe  $z$  par des colonnes de largeur  $dz_c$  sur une longueur  $L_{MF}$ . Le diamètre correspond à  $1 \mu\text{m}$ . La déformation dynamique des ondes acoustiques dans cette structure est représentée par une onde de surface sur la Figure 3.12b qui se propage avec une longueur d'onde  $\lambda_a$  et une vitesse  $V_{A1} = \frac{dz_c}{\tau}$ , avec  $\tau$  le temps que met la vibration de l'onde à se transmettre d'une colonne à une autre. La pulsation  $\omega_a$  de l'onde est déterminée par l'accord de phase opto-acoustique tel que

$$\beta_{a1}(\omega_a) = \frac{\omega_a}{V_{A1}} = 2\beta_p, \quad (3.16)$$

avec  $\beta_{a1}$  et  $\beta_p$  les vecteurs d'onde acoustique et optique.

La déformation longitudinale du microfil d'une quantité  $\bar{\epsilon}_{zz} = \delta L_{MF}/L_{MF}$  résulte d'un déplacement  $\bar{u}_z(z)$  de chaque colonne de la structure qui est désormais élargie de  $\bar{u}_z(z)$ , soit d'un facteur  $(1 + \bar{\epsilon}_{zz})$ , comme montré sur la Figure 3.12c. La solution dynamique en régime linéaire est la même que dans le cas au repos. Par contre, les solutions statiques ayant changées, la combinaison avec la solution dynamique donne une longueur d'onde effective  $\lambda_{a,\text{eff}}$  plus large, comme représentée sur la Figure 3.12d. En principe, c'est la

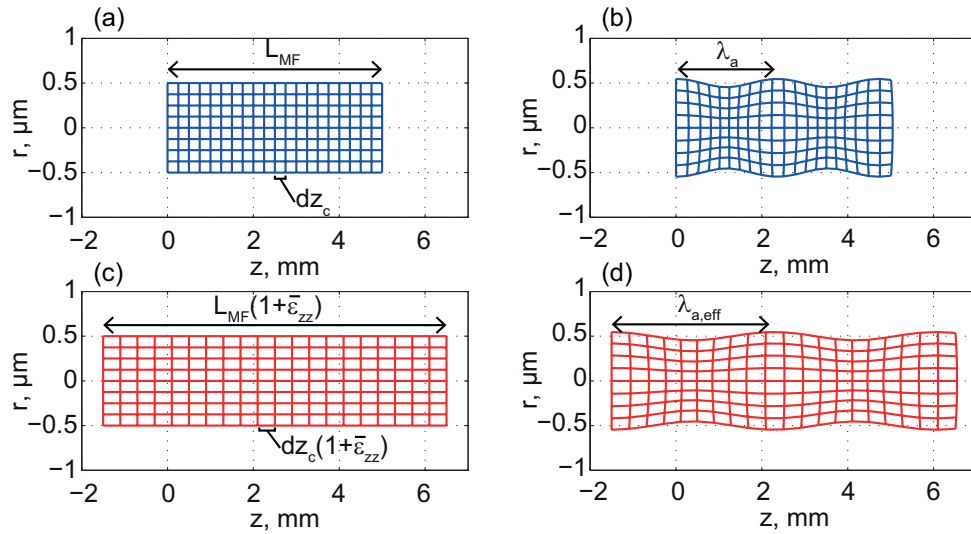


FIGURE 3.12 – Problème statique et dynamique. (a) Vue sur un plan de l'axe du microfil au repos (b) vue exagérée du microfil supportant une onde acoustique de surface (c) Microfil sous déformation longitudinale. Le milieu est étiré par le déplacement statique. (d) En régime linéaire, la solution dynamique est la même que le cas non-étiré. Cependant, la combinaison de la déformation statique et dynamique montre une longueur d'onde acoustique plus large due à l'élongation statique.

vitesse effective qui augmente et s'exprime telle que  $V_{A_2}(\bar{\epsilon}_{zz}) = \frac{dz_c(1 + \bar{\epsilon}_{zz})}{\tau}$ . Le nouvel accord de phase Brillouin s'écrit

$$\beta_{a_2}(\omega_a, \bar{\epsilon}_{zz}) = \frac{\omega_a}{V_{A_2}(\bar{\epsilon}_{zz})} = 2\beta_p. \quad (3.17)$$

En remplaçant le terme de la vitesse  $V_{A_2}(\bar{\epsilon}_{zz})$  par son expression, nous obtenons

$$\beta_{a_2}(\omega_a, \bar{\epsilon}_{zz}) = \frac{\omega_a \tau}{dz_c(1 + \bar{\epsilon}_{zz})} = 2\beta_p. \quad (3.18)$$

En prenant en compte l'expression  $\frac{\tau}{dz_c} = V_{A_1}$ , nous avons alors

$$2\beta_p = \frac{\omega_a}{V_{A_1}(1 + \bar{\epsilon}_{zz})}. \quad (3.19)$$

Nous reconnaissons le vecteur d'onde acoustique du microfil au repos  $\beta_{a_1} = \omega_a/V_{A_1}$  multiplié par  $1/(1 + \bar{\epsilon}_{zz})$ . Avec la relation (3.16), l'accord de phase est fixé en corrigeant le vecteur d'onde acoustique initial qui varie linéairement en fonction de la déformation tel que

$$\beta_a = 2k_0 n_{eff}(1 + \bar{\epsilon}_{zz}), \quad (3.20)$$

avec  $n_{eff}$  l'indice de réfraction effectif du mode optique et  $k_0$  le vecteur d'onde optique dans le vide. Par conséquent, il faut prendre en compte la solution statique en augmentant le vecteur d'onde optique d'une quantité  $(1 + \bar{\epsilon}_{zz})$ .

### 3.4.3/ RÉOLUTION DYNAMIQUE

En prenant en compte la déformation statique, nous rappelons que le tenseur des contraintes dynamique est exprimé au troisième ordre par

$$\tilde{T}_{ij} = (c_{ijkl} + c_{ijklzz}\bar{\epsilon}_{zz})\tilde{\epsilon}_{kl}, \quad (3.21)$$

où nous exprimons  $c'(\bar{\epsilon}_{zz}) = c_{ijkl} + c_{ijklzz}\bar{\epsilon}_{zz}$ . Nous rappelons que la déformation longitudinale  $\bar{\epsilon}_{zz}$  est de l'ordre de quelques pourcents et  $\bar{\epsilon}_{zz} \gg \tilde{\epsilon}_{kl}$ . Il existe 18 composantes non-nulles du tenseur élastique du troisième ordre dans un solide isotrope [130, 128]. Seulement trois d'entre elles,  $c_{111}$ ,  $c_{112}$  et  $c_{123}$  (en notation abrégée) sont indépendantes, alors que les autres en sont des combinaisons linéaires telles que

$$\begin{aligned} c_{111} &= c_{222} = c_{333}, \\ c_{112} &= c_{113} = c_{122} = c_{133} = c_{223} = c_{233}, \\ c_{144} &= c_{255} = c_{366} = (c_{112} - c_{123})/2, \\ c_{155} &= c_{166} = c_{244} = c_{266} = c_{344} = c_{355} = (c_{111} - c_{112})/4, \\ c_{456} &= (c_{111} - 3c_{112} + 2c_{123}). \end{aligned}$$

Les deux premiers indices correspondent aux indices traditionnels du tenseur d'élasticité et le troisième correspond à l'ordre supérieur. La géométrie cylindrique de notre microfil mène à exprimer

$$c_{123} = c_{rr\theta\theta zz}. \quad (3.22)$$

Dans notre cas, la déformation statique du microfil s'effectuant selon l'axe  $z$  est la principale cause de la nonlinéarité. Par conséquent, cela revient à considérer que le dernier indice à prendre en compte dans ces coefficients doit être égal à 3. L'expression générale du nouveau tenseur élastique  $c'(\bar{\epsilon}_{zz})$  devient

$$c'(\bar{\epsilon}_{zz}) = \begin{pmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} & 0 & 0 & 0 \\ c_{21} & c_{22} & c_{23} & 0 & 0 & 0 \\ c_{31} & c_{32} & c_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{55} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c_{66} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} c_{113} & c_{123} & c_{133} & 0 & 0 & 0 \\ c_{213} & c_{223} & c_{233} & 0 & 0 & 0 \\ c_{313} & c_{323} & c_{333} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c_{443} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{553} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c_{663} \end{pmatrix} \bar{\epsilon}_{zz},$$

où le premier terme est le tenseur du second ordre et le deuxième terme est le tenseur non-linéaire du troisième ordre impliquant la déformation  $\bar{\epsilon}_{zz}$ . En appliquant les permutations et les règles de remplacement des coefficients élastiques dans le cas d'un solide isotrope, le tenseur  $c'(\bar{\epsilon}_{zz})$  peut alors être exprimé en fonction des coefficients indépendants tel que

$$c'(\bar{\epsilon}_{zz}) = \begin{pmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{12} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{11} & c_{12} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{12} & c_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} c_{112} & c_{123} & c_{112} & 0 & 0 & 0 \\ c_{123} & c_{112} & c_{112} & 0 & 0 & 0 \\ c_{112} & c_{112} & c_{111} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{c_{111}-c_{112}}{4} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{c_{111}-c_{112}}{4} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{c_{112}-c_{123}}{2} \end{pmatrix} \bar{\epsilon}_{zz}.$$

Nous rappelons que le coefficient  $c_{12} = c_{11} - 2c_{44}$ . Le tenseur peut être également exprimé par

$$c'(\bar{\epsilon}_{zz}) = \begin{pmatrix} c_{11} & c_{11} - 2c_{44} & c_{11} - 2c_{44} & 0 & 0 & 0 \\ c_{11} - 2c_{44} & c_{11} & c_{11} - 2c_{44} & 0 & 0 & 0 \\ c_{11} - 2c_{44} & c_{11} - 2c_{44} & c_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} \end{pmatrix} \circ \left\{ 1 + \begin{pmatrix} \frac{c_{112}}{c_{11}} & \frac{c_{123}}{c_{11} - 2c_{44}} & \frac{c_{112}}{c_{112}} & 0 & 0 & 0 \\ \frac{c_{11}}{c_{123}} & \frac{c_{11} - 2c_{44}}{c_{112}} & \frac{c_{11} - 2c_{44}}{c_{112}} & 0 & 0 & 0 \\ \frac{c_{11} - 2c_{44}}{c_{112}} & \frac{c_{11}}{c_{11} - 2c_{44}} & \frac{c_{11} - 2c_{44}}{c_{11} - 2c_{44}} & 0 & 0 & 0 \\ \frac{c_{112}}{c_{11} - 2c_{44}} & \frac{c_{112}}{c_{11} - 2c_{44}} & \frac{c_{111}}{c_{11}} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{c_{111} - c_{112}}{4c_{44}} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{c_{111} - c_{112}}{4c_{44}} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{c_{112} - c_{123}}{2c_{44}} \end{pmatrix} \bar{\epsilon}_{zz} \right\},$$

où le symbole “ $\circ$ ” désigne le produit matriciel d’Hadamard<sup>5</sup>. Nous voyons que le tenseur ci-dessus acquiert une isotropie transverse lorsque le matériau est sous forte contrainte, ce qui signifie qu’il perd son caractère isotrope et voit se présenter une symétrie de révolution autour de l’axe du microfil. Nous exprimons ce nouveau tenseur par

$$c'(\bar{\epsilon}_{zz}) = \begin{pmatrix} c'_{11}(\bar{\epsilon}_{zz}) & c'_{12}(\bar{\epsilon}_{zz}) & c'_{13}(\bar{\epsilon}_{zz}) & 0 & 0 & 0 \\ c'_{12}(\bar{\epsilon}_{zz}) & c'_{11}(\bar{\epsilon}_{zz}) & c'_{13}(\bar{\epsilon}_{zz}) & 0 & 0 & 0 \\ c'_{13}(\bar{\epsilon}_{zz}) & c'_{13}(\bar{\epsilon}_{zz}) & c'_{33}(\bar{\epsilon}_{zz}) & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c'_{44}(\bar{\epsilon}_{zz}) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c'_{44}(\bar{\epsilon}_{zz}) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{c'_{11}(\bar{\epsilon}_{zz}) - c'_{12}(\bar{\epsilon}_{zz})}{2} \end{pmatrix}.$$

Celui-ci possède 5 coefficients différents au lieu de 3 dans le cas d’un tenseur isotrope. Les coefficients du troisième ordre ont été mesurés pour la première fois dans la silice par Bogardus en 1965 [132]. Depuis, d’autres mesures ont été reportées et sont présentées dans la Table (3.4)<sup>6</sup>. Nous avons ajouté à ce tableau, nos valeurs que nous avons déduit par la comparaison théorie-expérience décrite dans la prochaine section.

Source	$c_{111}$ , GPa	$c_{112}$ , GPa	$c_{123}$ , GPa
Bogardus [132]	526	239	54
Yost et Breazeale [133]	648	537	428
Wang <i>et al.</i> [134]	470	234	81
Nos mesures	579	215	43

TABLE 3.4 – Comparaison des valeurs du coefficient élastique du troisième ordre avec les travaux précédents.

Nous rappelons que les valeurs des coefficients  $c_{11} = 78,5$  GPa et  $c_{44} = 31,2$  GPa. En intégrant nos coefficients nous obtenons le nouveau tenseur élastique

5. Le produit d’Hadamard est un produit élément par élément entre deux matrices de même dimension [131].

6. L’unité de mesure des coefficients est donnée sur sa revue en  $\text{dyn}/\text{cm}^2$  soit  $10^{10} \text{ dyn}/\text{cm}^2 = 1$  GPa.



$$c'(\bar{\epsilon}_{zz}) = \begin{pmatrix} 78,5 & 16,1 & 16,1 & 0 & 0 & 0 \\ 16,1 & 78,5 & 16,1 & 0 & 0 & 0 \\ 16,1 & 16,1 & 78,5 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 31,2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 31,2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 31,2 \end{pmatrix} + \left( \begin{array}{c} \left( \begin{array}{ccccccc} 2,74 & 2,68 & 13,35 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 2,68 & 2,74 & 13,35 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 13,35 & 13,35 & 7,36 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 2,91 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 2,91 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 2,75 & 0 \end{array} \right) \bar{\epsilon}_{zz} \end{array} \right).$$

Les 5 nouveaux coefficients du tenseur s'expriment ainsi en fonction de la déformation tels que

$$\begin{aligned} c'_{11}(\bar{\epsilon}_{zz}) &= 78,5(1 + 2,74\bar{\epsilon}_{zz}) \text{ GPa}, \\ c'_{33}(\bar{\epsilon}_{zz}) &= 78,5(1 + 7,36\bar{\epsilon}_{zz}) \text{ GPa}, \\ c'_{13}(\bar{\epsilon}_{zz}) &= 16,1(1 + 13,4\bar{\epsilon}_{zz}) \text{ GPa}, \\ c'_{12}(\bar{\epsilon}_{zz}) &= 16,1(1 + 2,68\bar{\epsilon}_{zz}) \text{ GPa}, \\ c'_{44}(\bar{\epsilon}_{zz}) &= 31,2(1 + 2,91\bar{\epsilon}_{zz}) \text{ GPa}. \end{aligned}$$

Nous retrouvons dans la littérature, les coefficients  $c'_{33}$  et  $c'_{44}$  mesurés par Guerette *et al.*<sup>7</sup>[135]. Nous portons une attention particulière au coefficient  $c'_{13}$ , puisqu'il relie la contrainte  $T_{rr}$  à la déformation selon  $\bar{\epsilon}_{zz}$ . La valeur de ce coefficient est celle qui va augmenter le plus avec la déformation longitudinale de la fibre puisque celle-ci varie en  $13,4\bar{\epsilon}_{zz}$ . Elle correspond à un durcissement transverse du matériau qui va affecter directement les ondes de surface ainsi que les ondes hybrides. Pour résoudre le problème nous faisons appel à la méthode des éléments finis sous le logiciel de calcul COMSOL que nous présentons dans la prochaine section. En Annexe B, nous résolvons le problème par la méthode analytique.

### 3.5/ RÉOLUTION NUMÉRIQUE

La résolution du problème se fait à l'aide de l'équation élasto-dynamique sous la formulation faible à l'aide du logiciel COMSOL. Nous rappelons d'après le paragraphe 2.2.1.2 du chapitre 2 que l'équation s'écrit

$$\int_S \mathbf{v}^* \cdot \left( -\nabla \cdot \mathbf{T}' + \rho \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} \right) = \int_S \mathbf{v}^* \cdot f, \quad (3.23)$$

où  $v$  est la fonction test,  $f$  l'excitateur (en l'occurrence la force d'électrostriction provenant du champ électromagnétique),  $T'$  le nouveau tenseur des contraintes dépendant de la déformation.

7.  $c_{33} = 78,287(1 + 7,5\bar{\epsilon}_{zz})$  GPa et  $c_{44} = 30,257(1 + 2,3\bar{\epsilon}_{zz})$  GPa.

Le mode optique est d'abord calculé à la longueur d'onde 1550 nm dans le microfil pour obtenir d'une part, l'indice effectif et d'autre part, les composantes du champ électrique dont nous tirons la force excitatrice  $f$ . En développant toutes les composantes de l'équation élasto-dynamique (3.23), nous intégrons la variation du vecteur d'onde acoustique et des tenseurs élastiques en fonction de la déformation.

Nous avons effectué le calcul pour une déformation du microfil variant de 0 à 5 %. Les résultats pour les microfils testés précédemment dans la section 1.2, aux diamètres 660 nm et 930 nm sont présentés sur la Figure 3.13a et b respectivement, par des points noirs superposés aux mesures expérimentales en fausses couleurs.

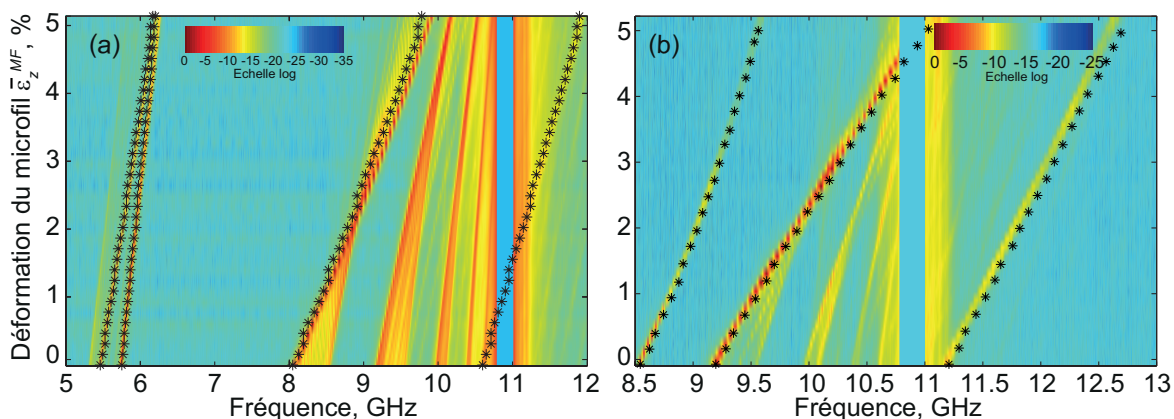


FIGURE 3.13 – Résultats du modèle numérique (points noirs) comparés aux résultats expérimentaux pour les diamètres (a)  $d_{MF,1} = 660$  nm et (b)  $d_{MF,2} = 930$  nm. L'échelle des couleurs des mesures expérimentales est logarithmique. La couleur rouge correspond au maximum d'intensité.

Nous pouvons déduire de cette comparaison que nous avons un très bon accord entre la théorie et l'expérience. Pour le cas du microfil à 660 nm de diamètre, la simulation montre bien les ondes de surface  $TR(2, 1)$  et  $L(0, 1)$  qui se rapprochent avec la déformation. Pour le cas du microfil de 930 nm de diamètre, l'évolution des fréquences des ondes hybrides est également prédite par le modèle théorique, dont celle à 8,5 GHz qui évolue non-linéairement en fonction de la déformation. Ces comportements sont la signature du tenseur élastique de la silice du troisième ordre.

Il est possible de modéliser la variation des fréquences Brillouin sur l'ensemble de la fibre effilée. Pour cela, nous avons calculé les déformations locales le long du profil de la fibre effilée. À chaque diamètre, les modes acoustiques sont calculés en fonction de la déformation longitudinale appliquée. Les résultats des spectres numériques obtenus sur les deux diamètres de microfils sont présentés sur la Figure 3.14 où nous avons décomposé en fonction du microfil (a) et des transitions (b), puis la combinaison des deux (c).

La Figure 3.14a montre les spectres Brillouin en fonction de la déformation dans le microfil pour les diamètres 660 nm et 930 nm. Ces résultats sont identiques à ceux montrés sur la Figure 3.13. La Figure 3.14b montre les spectres Brillouin calculés en fonction de la déformation des transitions. Enfin, la combinaison des deux résultats donne l'évolution du spectre Brillouin en fonction de l'allongement  $\Delta L_{Tot}$  de la fibre effilée.

Nous avons donc observé expérimentalement et expliqué, pour la première fois, le

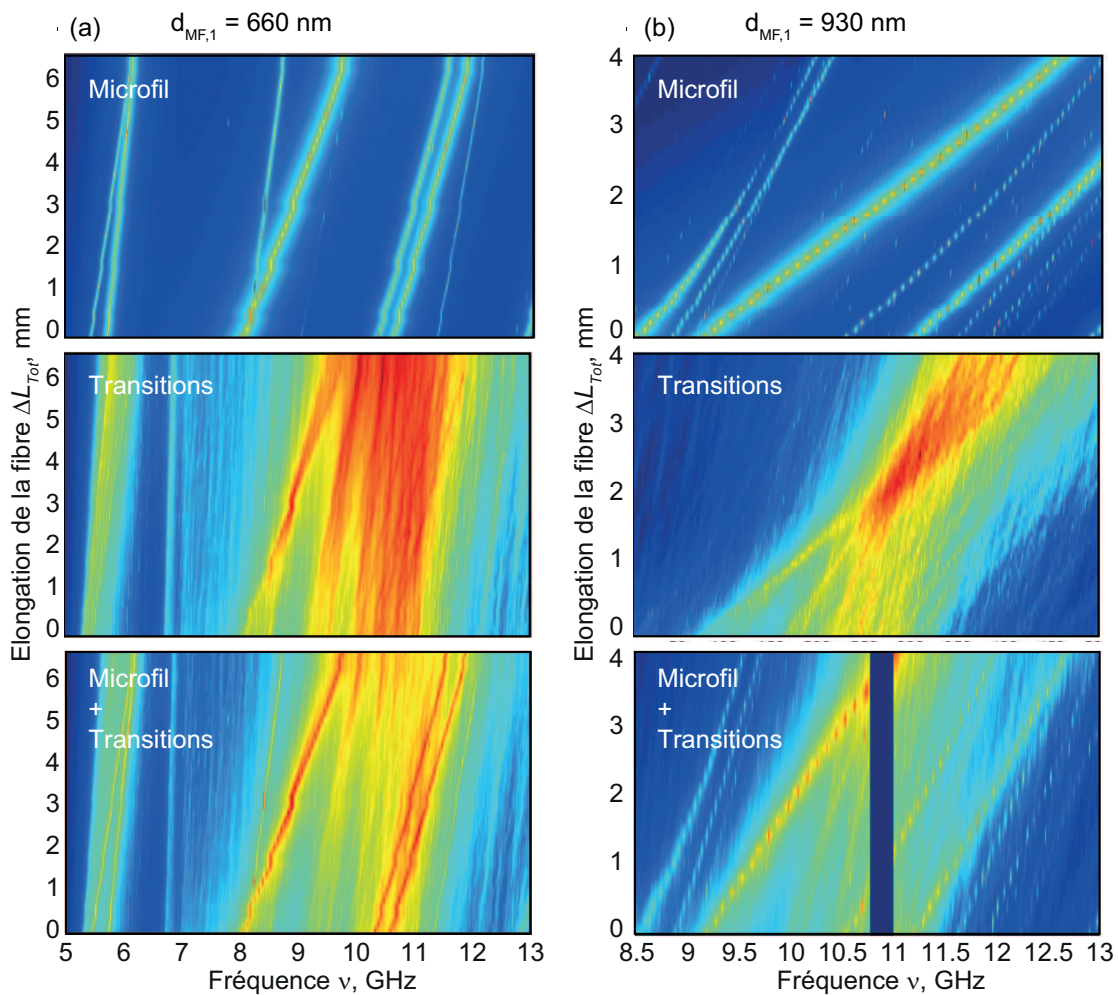


FIGURE 3.14 – Simulation numérique de l'évolution des spectres Brillouin dans chaque région de la fibre effilée en fonction de l'allongement  $\Delta L_{Tot}$  de la fibre pour le diamètre (a)  $d_{MF,1} = 660$  nm et (b)  $d_{MF,2} = 930$  nm. La couleur rouge correspond au maximum d'intensité.

comportement des ondes acoustiques par la rétrodiffusion Brillouin en fonction de la déformation d'une fibre effilée. Notre modèle théorique est basé sur la décomposition au troisième ordre du tenseur élastique de la silice et permet ainsi de prédire le décalage de fréquence de chaque mode acoustique en fonction de l'allongement d'une fibre effilée.

### 3.6/ CONCLUSION DU CHAPITRE

Dans ce chapitre, nous avons étudié l'impact de la déformation axiale du microfil sur les ondes acoustiques à travers la rétrodiffusion Brillouin. Nos mesures ont mis en évidence la non-linéarité élastique de la silice et ont permis de développer un modèle numérique et analytique qui prédit le comportement de toutes les ondes mécaniques dans un barreau de verre. L'accord théorie/expérience est excellent pour tout le domaine élastique de la silice. Ce comportement non linéaire est permis grâce à la suppression de la gaine

polymère qui, dans le cas d'une fibre optique SMF-28, réduit l'élongation à 2% avant la rupture. De plus, la force exercée pour allonger la fibre effilée jusqu'à la rupture est de quelques millinewtons. Cet aspect peut mener vers de nouvelles études sur des capteurs de déformations locales et ultra-sensibles utilisant la diffusion Brillouin. La sensibilité du décalage peut, en outre, être équivalente à celle d'une fibre optique standard ( $\sim 400 \text{ MHz}/\%$ ) en identifiant le diamètre du microfil adéquat. La signature de la non-linéarité élastique de la silice sur le spectre Brillouin pourrait également permettre de discerner une contrainte d'une variation de température.



# CONCLUSION GÉNÉRALE ET PERSPECTIVES

Cette thèse de doctorat a porté sur la conception, la fabrication et la caractérisation par spectroscopie Brillouin des micro et nanofils optiques de silice. Ce sujet de recherche s'est inscrit dans le cadre des projets FAMOUS de la région Bourgogne Franche-Comté et FUNFILM de l'agence nationale de la recherche (ANR). Le travail s'est déroulé au département d'Optique de l'Institut FEMTO-ST à Besançon, sous la direction conjointe de K. Phan Huy, J.-C. Beugnot et T. Sylvestre. Il résulte d'une collaboration scientifique avec le laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique et le groupe Fibre Optique de l'Ecole polytechnique fédérale de Lausanne (EPFL). Tout au long de notre recherche, nous avons fabriqué des microfils optiques de silice et étudié en particulier leurs propriétés élastiques par rétrodiffusion Brillouin.

Nous avons tout d'abord décrit les performances et la fiabilité de notre banc de production de microfils, basé sur le principe de fusion et d'étirage d'une fibre optique conventionnelle. Ce banc a été entièrement automatisé et nous a permis d'obtenir des microfils pouvant atteindre des diamètres submicroniques jusqu'à 80  $\mu\text{m}$  de long. La caractérisation par Brillouin spectroscopy of silica optical micro and nanofibers nous indique que les microfils sont à la fois uniformes et de très bonne qualité de surface. Par ailleurs, nous avons révélé des atténuations optiques en transmission très satisfaisantes généralement inférieures à 1,5 dB après la fabrication. Le point fort de notre système réside également sur la reproductibilité, en particulier par la mise au point d'un protocole expérimental suffisamment robuste pour être peu dépendant de l'utilisateur. Il peut être aisément adapté à d'autres types de fibres optiques tels que les fibres capillaires et les fibres à maintien de polarisation par exemple. Ce travail nous a permis de posséder un savoir-faire local de fabrication de microfils optiques et de fournir des échantillons à des collaborateurs tant au niveau national qu'international. Parmi tous les points énoncés ci-dessus, nous envisageons d'améliorer la méthode de fabrication, en particulier sur la réduction des pertes optiques pour atteindre les performances de la littérature qui sont typiquement inférieures à 0,5 dB. Nous savons que l'origine de ces pertes provient essentiellement du profil non-adiabatique des transitions. Par conséquent, une étude plus approfondie sur le design de cette région est nécessaire pour respecter le critère d'adiabaticité. Il est également intéressant d'étudier ces microfils sur le long terme et sous différentes conditions atmosphériques en contrôlant notamment la transmission. L'encapsulation des fibres optiques effilées après leur fabrication est également un facteur clé pour leur déploiement industriel. Des travaux récents sont en cours sur l'encapsulation et l'étanchéité dans des boîtiers métalliques.

Nous avons ensuite exploré les propriétés élastiques de nos microfils optiques de silice par spectroscopie Brillouin et montré l'originalité des spectres mesurés incluant de multiples fréquences de résonance. Nos modèles théoriques, à la fois analytique et numérique, ont démontré que la signature multi-pics provient d'un mélange hybride entre

la superposition d'une onde acoustique de compression et de cisaillement ainsi que la génération d'ondes acoustiques de surface. Nous avons ensuite exploité ces différentes résonances acoustiques en développant une méthode simple et toute optique, de mesure du diamètre et de l'uniformité des microfils. En effet, le spectre Brillouin est relié à la dispersion unique de chaque mode acoustique qui est très sensible au diamètre. Cette méthode permet d'obtenir une sensibilité jusqu'à 1%, soit environ 10 nm, sur une plage de diamètres comprise entre 500 nm et 1,2  $\mu\text{m}$ . Par conséquent, elle devient très compétitive face à la microscopie traditionnelle (MEB) puisqu'elle a l'avantage d'être non-destructive pour l'échantillon. Nous avons aussi reporté une mesure inédite de la diffusion Brillouin répartie le long d'une fibre effilée par la méthode de corrélation de phase. Les résultats ont montré l'accès aux propriétés des différentes ondes acoustiques, hybrides et de surface, en chaque point de la fibre. L'ensemble de ces résultats constitue une base solide pour comparer le gain Brillouin de chaque résonance à l'aide de la technique pompe-sonde. Pour le cas des ondes de surface, une démonstration et une caractérisation complète du gain en fonction de la polarisation serait une première. L'utilisation de la diffusion Brillouin vers l'avant, qui fait intervenir les ondes de cisaillement, permettrait de mesurer des diamètres de microfils supérieurs à quelques micromètres. La fréquence de modulation étant inversement proportionnelle au diamètre, l'effet de la fibre optique standard est négligeable. Cette méthode a été mise en évidence par l'équipe de P. Dainese au Brésil [94]. L'utilisation de ces deux techniques permet de caractériser la géométrie de toutes les fibres effilées.

Nous avons également observé et démontré pour la première fois, l'élasticité non-linéaire de la silice par spectroscopie Brillouin. Cette observation est permise grâce à la forte déformation longitudinale du microfil de silice jusqu'à 6%. Il est important de souligner que l'élasticité théorique de la silice est de 7%, mais les microfissures le long du microfil ne permettent pas d'atteindre cette valeur [67]. Nous avons mis en évidence des décalages de fréquences Brillouin inhabituels à ce que nous pouvons observer dans les fibres optiques conventionnelles. Les coefficients de contrainte normalisés mesurés sont à la fois dépendants de la nature des ondes acoustiques et du diamètre. Nous avons ainsi établi un modèle théorique, basé sur la décomposition au troisième ordre du tenseur élastique de la silice, qui permet de prédire parfaitement le comportement de toutes les fréquences Brillouin dans un microfil sous contrainte. Ces travaux de recherche sur la déformation ont amené des résultats innovants et originaux. Dans la perspective d'applications concrètes, cette étude laisse entrevoir la mise au point de capteurs de déformations ponctuels ultra-sensibles à l'aide de la rétrodiffusion Brillouin. En effet, grâce aux très faibles dimensions transverses des microfils, la force exercée pour les allonger jusqu'à la rupture est de seulement quelques millinewtons [123]. Une étude complémentaire et précise en température est également nécessaire pour la possibilité de discriminer cet effet de celui de la contrainte.

La fonctionnalisation des microfils est également une perspective qui permettrait à la fois de les protéger des dégradations et également de créer des fonctions optiques performantes. Par exemple, le dépôt de milieux solides ou liquides non-linéaires ou encore de métaux nobles ouvrirait un champ de développement technologique et scientifique significatif en photonique non linéaire et en plasmonique.



# BIBLIOGRAPHIE

- [1] T. A. Birks and Y. W. Li, "The shape of fiber tapers," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 10, pp. 432–438, Apr. 1992.
- [2] G. Brambilla, F. Xu, and X. Feng, "Fabrication of optical fibre nanowires and their optical and mechanical characterisation," *Electronics Letters*, vol. 42, pp. 517–519, Apr. 2006.
- [3] L. Tong, R. R. Gattass, J. B. Ashcom, S. He, J. Lou, M. Shen, I. Maxwell, and E. Mazur, "Subwavelength-diameter silica wires for low-loss optical wave guiding," *Nature*, vol. 426, p. 816, Dec. 2003.
- [4] G. Brambilla, V. Finazzi, and D. J. Richardson, "Ultra-low-loss optical fiber nanotapers," *Optics Express*, vol. 12, pp. 2258–2263, May 2004.
- [5] A. Kobayakov, M. Sauer, and D. Chowdhury, "Stimulated Brillouin scattering in optical fibers," *Advances in Optics and Photonics*, vol. 2, pp. 1–59, Mar. 2010.
- [6] L. Brillouin, "Diffusion de la lumière et des rayons X par un corps transparent homogène - Influence de l'agitation thermique," *Annales de Physique*, vol. 9, no. 17, pp. 88–122, 1922.
- [7] P. Dainese, P. S. J. Russell, N. Joly, J. C. Knight, G. S. Wiederhecker, H. L. Fragnito, V. Laude, and A. Khelif, "Stimulated Brillouin scattering from multi-GHz-guided acoustic phonons in nanostructured photonic crystal fibres," *Nature Physics*, vol. 2, pp. 388–392, June 2006.
- [8] A. Heuer and R. Menzel, "Phase-conjugating stimulated Brillouin scattering mirror for low powers and reflectivities above 90% in an internally tapered optical fiber," *Optics Letters*, vol. 23, pp. 834–836, June 1998.
- [9] M. S. Kang, A. Brenn, G. S. Wiederhecker, and P. S. Russell, "Optical excitation and characterization of gigahertz acoustic resonances in optical fiber tapers," *Applied Physics Letters*, vol. 93, p. 131110, Sept. 2008.
- [10] J.-C. Beugnot, S. Lebrun, G. Pauliat, H. Maillotte, V. Laude, and T. Sylvestre, "Brillouin light scattering from surface acoustic waves in a subwavelength-diameter optical fibre," *Nature Communications*, vol. 5, p. 5242, Oct. 2014.
- [11] L. Tong and M. Sumetsky, *Subwavelength and Nanometer Diameter Optical Fibers*. Springer Science & Business Media, Jan. 2008.
- [12] G. Brambilla, F. Xu, P. Horak, Y. Jung, F. Koizumi, N. P. Sessions, E. Koukharenko, X. Feng, G. S. Murugan, J. S. Wilkinson, and D. J. Richardson, "Optical fiber nanowires and microwires : fabrication and applications," *Advances in Optics and Photonics*, vol. 1, pp. 107–161, Jan. 2009.
- [13] X. Wu and L. Tong, "Optical microfibers and nanofibers," *Nanophotonics*, vol. 2, no. 5-6, pp. 407–428, 2013.
- [14] T. A. Birks, W. J. Wadsworth, and P. S. J. Russell, "Supercontinuum generation in tapered fibers," *Optics Letters*, vol. 25, pp. 1415–1417, Oct. 2000.

- [15] S. G. Leon-Saval, T. A. Birks, W. J. Wadsworth, P. S. J. Russell, and M. W. Mason, "Supercontinuum generation in submicron fibre waveguides," *Optics Express*, vol. 12, pp. 2864–2869, June 2004.
- [16] R. R. Gattass, G. T. Svacha, L. Tong, and E. Mazur, "Supercontinuum generation in submicrometer diameter silica fibers," *Optics Express*, vol. 14, pp. 9408–9414, Oct. 2006.
- [17] D. Akimov, A. Ivanov, A. Naumov, O. Kolevatova, M. Alfimov, T. Birks, W. Wadsworth, P. Russell, A. Podshivalov, and A. Zheltikov, "Generation of a spectrally asymmetric third harmonic with unamplified 30-fs Cr :forsterite laser pulses in a tapered fiber," *Applied Physics B*, vol. 76, pp. 515–519, May 2003.
- [18] V. Grubsky and J. Feinberg, "Phase-matched third-harmonic UV generation using low-order modes in a glass micro-fiber," *Optics Communications*, vol. 274, pp. 447–450, June 2007.
- [19] L. Tong, J. Lou, R. R. Gattass, S. He, X. Chen, Liu, and E. Mazur, "Assembly of Silica Nanowires on Silica Aerogels for Microphotonic Devices," *Nano Letters*, vol. 5, pp. 259–262, Feb. 2005.
- [20] F. Warken, E. Vetsch, D. Meschede, M. Sokolowski, and A. Rauschenbeutel, "Ultra-sensitive surface absorption spectroscopy using sub-wavelength diameter optical fibers," *Optics Express*, vol. 15, pp. 11952–11958, Sept. 2007.
- [21] G. S. Murugan, G. Brambilla, J. S. Wilkinson, and D. J. Richardson, "Optical Propulsion of Individual and Clustered Microspheres along Sub-Micron Optical Wires," *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 47, p. 6716, Aug. 2008.
- [22] A. Stiebeiner, O. Rehband, R. Garcia-Fernandez, and A. Rauschenbeutel, "Ultra-sensitive fluorescence spectroscopy of isolated surface-adsorbed molecules using an optical nanofiber," *Optics Express*, vol. 17, pp. 21704–21711, Nov. 2009.
- [23] J. M. Corres, F. J. Arregui, and I. R. Matias, "Design of Humidity Sensors Based on Tapered Optical Fibers," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 24, pp. 4329–4336, Nov. 2006.
- [24] L. Zhang, F. Gu, J. Lou, X. Yin, and L. Tong, "Fast detection of humidity with a subwavelength-diameter fiber taper coated with gelatin film," *Optics Express*, vol. 16, pp. 13349–13353, Aug. 2008.
- [25] J. Villatoro, D. Luna-Moreno, and D. Monzón-Hernández, "Optical fiber hydrogen sensor for concentrations below the lower explosive limit," *Sensors and Actuators B : Chemical*, vol. 110, pp. 23–27, Sept. 2005.
- [26] Z. Rosenzweig and R. Kopelman, "Development of a Submicrometer Optical Fiber Oxygen Sensor," *Analytical Chemistry*, vol. 67, pp. 2650–2654, Aug. 1995.
- [27] P. Polynkin, A. Polynkin, N. Peyghambarian, and M. Mansuripur, "Evanescent field-based optical fiber sensing device for measuring the refractive index of liquids in microfluidic channels," *Optics Letters*, vol. 30, pp. 1273–1275, June 2005.
- [28] F. Le Kien, V. I. Balykin, and K. Hakuta, "Atom trap and waveguide using a two-color evanescent light field around a subwavelength-diameter optical fiber," *Physical Review A*, vol. 70, p. 063403, Dec. 2004.
- [29] V. I. Balykin, K. Hakuta, F. Le Kien, J. Q. Liang, and M. Morinaga, "Atom trapping and guiding with a subwavelength-diameter optical fiber," *Physical Review A*, vol. 70, p. 011401, July 2004.

- [30] G. Sagué, E. Vetsch, W. Alt, D. Meschede, and A. Rauschenbeutel, "Cold-Atom Physics Using Ultrathin Optical Fibers : Light-Induced Dipole Forces and Surface Interactions," *Physical Review Letters*, vol. 99, p. 163602, Oct. 2007.
- [31] G. Brambilla, G. S. Murugan, J. S. Wilkinson, and D. J. Richardson, "Optical manipulation of microspheres along a subwavelength optical wire," *Optics Letters*, vol. 32, pp. 3041–3043, Oct. 2007.
- [32] M. C. Frawley, I. Gusachenko, V. G. Truong, M. Sergides, and S. N. Chormaic, "Selective particle trapping and optical binding in the evanescent field of an optical nanofiber," *Optics Express*, vol. 22, pp. 16322–16334, June 2014.
- [33] M. Sumetsky, Y. Dulashko, and A. Hale, "Fabrication and study of bent and coiled free silica nanowires : Self-coupling microloop optical interferometer," *Optics Express*, vol. 12, pp. 3521–3531, July 2004.
- [34] X. Jiang, L. Tong, G. Vienne, X. Guo, A. Tsao, Q. Yang, and D. Yang, "Demonstration of optical microfiber knot resonators," *Applied Physics Letters*, vol. 88, p. 223501, May 2006.
- [35] M. Sumetsky, "Optical fiber microcoil resonator," *Optics Express*, vol. 12, pp. 2303–2316, May 2004.
- [36] X. Jiang, Q. Yang, G. Vienne, Y. Li, L. Tong, J. Zhang, and L. Hu, "Demonstration of microfiber knot laser," *Applied Physics Letters*, vol. 89, p. 143513, Oct. 2006.
- [37] Q. . Yang, X. . Jiang, X. . Guo, Y. . Chen, and L. . Tong, "Hybrid structure laser based on semiconductor nanowires and a silica microfiber knot cavity," *Applied Physics Letters*, vol. 94, p. 101108, Mar. 2009.
- [38] X. Jiang, Y. Chen, G. Vienne, and L. Tong, "All-fiber add-drop filters based on microfiber knot resonators," *Optics Letters*, vol. 32, pp. 1710–1712, June 2007.
- [39] F. Xu and G. Brambilla, "Demonstration of a refractometric sensor based on optical microfiber coil resonator," *Applied Physics Letters*, vol. 92, p. 101126, Mar. 2008.
- [40] Y. Wu, T. Zhang, Y. Rao, and Y. Gong, "Miniature interferometric humidity sensors based on silica/polymer microfiber knot resonators," *Sensors and Actuators B : Chemical*, vol. 155, pp. 258–263, July 2011.
- [41] G. Brambilla, "Optical fibre nanowires and microwires : a review," *Journal of Optics*, vol. 12, no. 4, p. 043001, 2010.
- [42] M. C. Frawley, A. Petcu-Colan, V. G. Truong, and S. Nic Chormaic, "Higher order mode propagation in an optical nanofiber," *Optics Communications*, vol. 285, pp. 4648–4654, Oct. 2012.
- [43] P. Klocek, *Handbook of Infrared Optical Materials*. CRC Press, Sept. 2017.
- [44] A. W. Snyder and J. Love, *Optical Waveguide Theory*. Springer Science & Business Media, 1983.
- [45] L. Tong, J. Lou, and E. Mazur, "Single-mode guiding properties of subwavelength-diameter silica and silicon wire waveguides," *Optics Express*, vol. 12, pp. 1025–1035, Mar. 2004.
- [46] K. Karapetyan, "Optical Fibre Toolbox," 2011.
- [47] G. Brambilla, "Optical microfibre devices," *Optics & Laser Technology*, vol. 78, pp. 76–80, Apr. 2016.

- [48] J. D. Love and W. M. Henry, "Quantifying loss minimisation in single-mode fibre tapers," *Electronics Letters*, vol. 22, pp. 912–914, Aug. 1986.
- [49] J. D. Love, W. M. Henry, W. J. Stewart, R. J. Black, S. Lacroix, and F. Gonthier, "Tapered single-mode fibres and devices. Part 1 : Adiabaticity criteria," *IEE Proceedings J (Optoelectronics)*, vol. 138, pp. 343–354, Oct. 1991.
- [50] A. Stiebeiner, R. Garcia-Fernandez, and A. Rauschenbeutel, "Design and optimization of broadband tapered optical fibers with a nanofiber waist," *Optics Express*, vol. 18, pp. 22677–22685, Oct. 2010.
- [51] R. Nagai and T. Aoki, "Ultra-low-loss tapered optical fibers with minimal lengths," *Optics Express*, vol. 22, pp. 28427–28436, Nov. 2014.
- [52] S. Ravets, J. E. Hoffman, P. R. Kordell, J. D. Wong-Campos, S. L. Rolston, and L. A. Orozco, "Intermodal energy transfer in a tapered optical fiber : optimizing transmission," *JOSA A*, vol. 30, pp. 2361–2371, Nov. 2013.
- [53] Y. Jung, G. Brambilla, and D. J. Richardson, "Broadband single-mode operation of standard optical fibers by using a sub-wavelength optical wire filter," *Optics Express*, vol. 16, pp. 14661–14667, Sept. 2008.
- [54] Y. Jung, G. Brambilla, and D. J. Richardson, "Optical microfiber coupler for broadband single-mode operation," *Optics Express*, vol. 17, pp. 5273–5278, Mar. 2009.
- [55] Y. Zhu, X. Chen, and A. Wang, "Observation of interference in a fiber taper interferometer with a subwavelength tip and its sensing applications," *Optics Letters*, vol. 34, pp. 2808–2810, Sept. 2009.
- [56] Y. Li and X. Bao, "The observation of comblike transmission spectrum from a tapered single mode fiber tip," *Applied Physics Letters*, vol. 93, p. 261107, Dec. 2008.
- [57] K. Harrington, S. Yerolatsitis, D. V. Ras, D. M. Haynes, and T. A. Birks, "Endlessly adiabatic fiber with a logarithmic refractive index distribution," *Optica*, vol. 4, pp. 1526–1533, Dec. 2017.
- [58] L. Shan, *Stimulated Raman scattering in the evanescent field of nanofibers*. PhD thesis, Paris 11, Dec. 2012.
- [59] L. Shi, X. Chen, H. Liu, Y. Chen, Z. Ye, W. Liao, and Y. Xia, "Fabrication of submicron-diameter silica fibers using electric strip heater," *Optics Express*, vol. 14, pp. 5055–5060, June 2006.
- [60] N. Vukovic, N. G. R. Broderick, M. Petrovich, and G. Brambilla, "Novel Method for the Fabrication of Long Optical Fiber Tapers," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 20, pp. 1264–1266, July 2008.
- [61] T. E. Dimmick, G. Kakarantzas, T. A. Birks, and P. S. J. Russell, "Carbon dioxide laser fabrication of fused-fiber couplers and tapers," *Applied Optics*, vol. 38, pp. 6845–6848, Nov. 1999.
- [62] A. J. C. Grellier, N. K. Zayer, and C. N. Pannell, "Heat transfer modelling in CO<sub>2</sub> laser processing of optical fibres," *Optics Communications*, vol. 152, pp. 324–328, July 1998.
- [63] J. Villatoro, D. Monzón-Hernández, and E. Mejía, "Fabrication and modeling of uniform-waist single-mode tapered optical fiber sensors," *Applied Optics*, vol. 42, pp. 2278–2283, May 2003.

- [64] F. Orucevic, V. Lefèvre-Seguin, and J. Hare, "Transmittance and near-field characterization of sub-wavelength tapered optical fibers," *Optics Express*, vol. 15, pp. 13624–13629, Oct. 2007.
- [65] L. Tong, J. Lou, Z. Ye, G. T. Svacha, and E. Mazur, "Self-modulated taper drawing of silica nanowires," *Nanotechnology*, vol. 16, no. 9, p. 1445, 2005.
- [66] M. Fujiwara, K. Toubaru, and S. Takeuchi, "Optical transmittance degradation in tapered fibers," *Optics Express*, vol. 19, pp. 8596–8601, Apr. 2011.
- [67] Y.-H. Lai, K. Y. Yang, M.-G. Suh, and K. J. Vahala, "Fiber taper characterization by optical backscattering reflectometry," *Optics Express*, vol. 25, pp. 22312–22327, Sept. 2017.
- [68] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics*. Elsevier, Jan. 2003.
- [69] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*. Lecture Notes in Physics, Springer Berlin Heidelberg, 2000.
- [70] A. S. Pine, "Brillouin Scattering Study of Acoustic Attenuation in Fused Quartz," *Physical Review*, vol. 185, pp. 1187–1193, Sept. 1969.
- [71] G. Winterling, "Measurements of the hypersonic velocity in fused quartz at 50 GHz by stimulated Brillouin scattering of intense UV light," *Optics Communications*, vol. 2, pp. 298–300, Nov. 1970.
- [72] B. J. Eggleton, C. G. Poulton, and R. Pant, "Inducing and harnessing stimulated Brillouin scattering in photonic integrated circuits," *Advances in Optics and Photonics*, vol. 5, pp. 536–587, Dec. 2013.
- [73] E. Ippen and R. Stolen, "Stimulated Brillouin scattering in optical fibers," *Applied Physics Letters*, vol. 21, pp. 539–541, Dec. 1972.
- [74] M. Nikles, L. Thevenaz, and P. A. Robert, "Brillouin gain spectrum characterization in single-mode optical fibers," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 15, pp. 1842–1851, Oct. 1997.
- [75] R. M. Shelby, M. D. Levenson, and P. W. Bayer, "Guided acoustic-wave Brillouin scattering," *Physical Review B*, vol. 31, pp. 5244–5252, Apr. 1985.
- [76] R. W. Tkach, A. R. Chraplyvy, and R. M. Derosier, "Spontaneous Brillouin scattering for single-mode optical-fibre characterisation," *Electronics Letters*, vol. 22, pp. 1011–1013, Sept. 1986.
- [77] J. C. Knight, T. A. Birks, P. S. J. Russell, and D. M. Atkin, "All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding," *Optics Letters*, vol. 21, pp. 1547–1549, Oct. 1996.
- [78] P. Russell, "Photonic Crystal Fibers," *Science*, vol. 299, pp. 358–362, Jan. 2003.
- [79] P. S. J. Russell, E. Marin, A. Díez, S. Guenneau, and A. B. Movchan, "Sonic band gaps in PCF preforms : enhancing the interaction of sound and light," *Optics Express*, vol. 11, pp. 2555–2560, Oct. 2003.
- [80] V. Laude, A. Khelif, S. Benchabane, M. Wilm, T. Sylvestre, B. Kibler, A. Mussot, J. M. Dudley, and H. Maillotte, "Phononic band-gap guidance of acoustic modes in photonic crystal fibers," *Physical Review B*, vol. 71, p. 045107, Jan. 2005.
- [81] J.-C. Beugnot, T. Sylvestre, D. Alasia, H. Maillotte, V. Laude, A. Monteville, L. Provino, N. Traynor, S. F. Mafang, and L. Thévenaz, "Complete experimental characterization of stimulated Brillouin scattering in photonic crystal fiber," *Optics Express*, vol. 15, pp. 15517–15522, Nov. 2007.

- [82] M. S. Kang, A. Nazarkin, A. Brenn, and P. S. J. Russell, "Tightly trapped acoustic phonons in photonic crystal fibres as highly nonlinear artificial Raman oscillators," *Nature Physics*, vol. 5, pp. 276–280, Apr. 2009.
- [83] B. Stiller, M. Delqué, J.-C. Beugnot, M. W. Lee, G. Mélin, H. Maillotte, V. Laude, and T. Sylvestre, "Frequency-selective excitation of guided acoustic modes in a photonic crystal fiber," *Optics Express*, vol. 19, pp. 7689–7694, Apr. 2011.
- [84] J.-C. Beugnot, T. Sylvestre, H. Maillotte, G. Mélin, and V. Laude, "Guided acoustic wave Brillouin scattering in photonic crystal fibers," *Optics Letters*, vol. 32, pp. 17–19, Jan. 2007.
- [85] J. C. Tchahame, J.-C. Beugnot, K. Phan Huy, V. Laude, A. Kudlinski, and T. Sylvestre, "Surface Brillouin scattering in photonic crystal fibers," *Optics Letters*, vol. 41, pp. 3269–3272, July 2016.
- [86] O. Florez, P. F. Jarschel, Y. a. V. Espinel, C. M. B. Cordeiro, T. P. M. Alegre, G. S. Wiederhecker, and P. Dainese, "Brillouin scattering self-cancellation," *Nature Communications*, vol. 7, p. 11759, June 2016.
- [87] D. Royer and E. Dieulesaint, *Ondes élastiques dans les solides*. Paris : Masson, 1996.
- [88] V. Laude and J.-C. Beugnot, "Generation of phonons from electrostriction in small-core optical waveguides," *AIP Advances*, vol. 3, p. 042109, Apr. 2013.
- [89] J.-C. Beugnot and V. Laude, "Electrostriction and guidance of acoustic phonons in optical fibers," *Physical Review B*, vol. 86, p. 224304, Dec. 2012.
- [90] R. Garcia-Fernandez, W. Alt, F. Bruse, C. Dan, K. Karapetyan, O. Rehband, A. Stiebeiner, U. Wiedemann, D. Meschede, and A. Rauschenbeutel, "Optical nanofibers and spectroscopy," *Applied Physics B*, vol. 105, p. 3, Oct. 2011.
- [91] F. Warken and H. Giessen, "Fast profile measurement of micrometer-sized tapered fibers with better than 50-nm accuracy," *Optics Letters*, vol. 29, pp. 1727–1729, Aug. 2004.
- [92] M. Sumetsky, Y. Dulashko, J. M. Fini, A. Hale, and J. W. Nicholson, "Probing optical microfiber nonuniformities at nanoscale," *Optics Letters*, vol. 31, pp. 2393–2395, Aug. 2006.
- [93] U. Wiedemann, K. Karapetyan, C. Dan, D. Pritzkau, W. Alt, S. Irsen, and D. Meschede, "Measurement of submicrometre diameters of tapered optical fibres using harmonic generation," *Optics Express*, vol. 18, pp. 7693–7704, Apr. 2010.
- [94] P. F. Jarschel, L. S. Magalhaes, I. Aldaya, O. Florez, and P. Dainese, "Fiber taper diameter characterization using forward Brillouin scattering," *Optics Letters*, vol. 43, pp. 995–998, Mar. 2018.
- [95] A. Godet, A. Ndao, T. Sylvestre, V. Pecheur, S. Lebrun, G. Pauliat, J.-C. Beugnot, and K. Phan Huy, "Brillouin spectroscopy of optical microfibers and nanofibers," *Optica*, vol. 4, pp. 1232–1238, Oct. 2017.
- [96] D. M. Chow, J.-C. Beugnot, A. Godet, K. Phan Huy, M. A. Soto, and L. Thévenaz, "Local activation of surface and hybrid acoustic waves in optical microwires," *Optics Letters*, vol. 43, pp. 1487–1490, Apr. 2018.
- [97] A. Zadok, Y. Antman, N. Primerov, A. Denisov, J. Sancho, and L. Thevenaz, "Random-access distributed fiber sensing," *Laser & Photonics Reviews*, vol. 6, no. 5, pp. L1–L5, 2012.

- [98] A. Denisov, M. A. Soto, and L. Thévenaz, "Going beyond 1000000 resolved points in a Brillouin distributed fiber sensor : theoretical analysis and experimental demonstration," *Light : Science & Applications*, vol. 5, p. e16074, May 2016.
- [99] T. Horiguchi, T. Kurashima, and M. Tateda, "Tensile strain dependence of Brillouin frequency shift in silica optical fibers," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 1, pp. 107–108, May 1989.
- [100] T. Horiguchi, T. Kurashima, and M. Tateda, "A technique to measure distributed strain in optical fibers," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 2, pp. 352–354, May 1990.
- [101] T. Horiguchi, K. Shimizu, T. Kurashima, M. Tateda, and Y. Koyamada, "Development of a distributed sensing technique using Brillouin scattering," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 13, pp. 1296–1302, July 1995.
- [102] B. Stiller, S. M. Foaleng, J.-C. Beugnot, M. W. Lee, M. Delqué, G. Bouwmans, A. Kudlinski, L. Thévenaz, H. Maillotte, and T. Sylvestre, "Photonic crystal fiber mapping using Brillouin echoes distributed sensing," *Optics Express*, vol. 18, pp. 20136–20142, Sept. 2010.
- [103] S. M. Foaleng, M. Tur, J.-C. Beugnot, and L. Thévenaz, "High Spatial and Spectral Resolution Long-Range Sensing Using Brillouin Echoes," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 28, pp. 2993–3003, Oct. 2010.
- [104] M. Niklès, L. Thévenaz, and P. A. Robert, "Simple distributed fiber sensor based on Brillouin gain spectrum analysis," *Optics Letters*, vol. 21, pp. 758–760, May 1996.
- [105] H. Ohno, H. Naruse, M. Kihara, and A. Shimada, *Invited Paper Industrial Applications of the BOTDR Optical Fiber Strain Sensor*. 2000.
- [106] K. Hotate and S. S. L. Ong, "Distributed dynamic strain measurement using a correlation-based Brillouin sensing system," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 15, pp. 272–274, Feb. 2003.
- [107] K.-Y. Song, Z. He, and K. Hotate, "Distributed Strain Measurement with Millimeter-Order Spatial Resolution Based on Brillouin Optical Correlation Domain Analysis and Beat Lock-in Detection Scheme," in *Optical Fiber Sensors (2006)*, paper ThC2, p. ThC2, Optical Society of America, Oct. 2006.
- [108] T. Kurashima, T. Usu, K. Tanaka, A. Nobiki, M. Sato, and K. Nakai, "Application of fiber optic distributed sensor for strain measurement in civil engineering," in *Smart Materials, Structures, and Integrated Systems*, vol. 3241, pp. 247–259, International Society for Optics and Photonics, Nov. 1997.
- [109] L. Thevenaz, M. Nikles, A. Fellay, M. Facchini, and P. A. Robert, "Applications of distributed Brillouin fiber sensing," in *International Conference on Applied Optical Metrology*, vol. 3407, pp. 374–382, International Society for Optics and Photonics, Sept. 1998.
- [110] L. Zou, X. Bao, S. A. V, and L. Chen, "Dependence of the Brillouin frequency shift on strain and temperature in a photonic crystal fiber," *Optics Letters*, vol. 29, pp. 1485–1487, July 2004.
- [111] Y. Mizuno, N. Hayashi, H. Tanaka, Y. Wada, and K. Nakamura, "Brillouin scattering in multi-core optical fibers for sensing applications," *Scientific Reports*, vol. 5, p. 11388, June 2015.
- [112] J. C. Tchahame Nougnihi, *Diffusion Brillouin dans des fibres optiques étirées et microstructurées*. Besançon, Nov. 2016.

- [113] Z. Tian and S. S. Yam, "In-Line Abrupt Taper Optical Fiber Mach-Zehnder Interferometric Strain Sensor," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 21, pp. 161–163, Feb. 2009.
- [114] C. R. Liao, D. N. Wang, and Y. Wang, "Microfiber in-line Mach-Zehnder interferometer for strain sensing," *Optics Letters*, vol. 38, pp. 757–759, Mar. 2013.
- [115] W. Li, Z. Hu, X. Li, W. Fang, X. Guo, L. Tong, and J. Lou, "High-sensitivity microfiber strain and force sensors," *Optics Communications*, vol. 314, pp. 28–30, Mar. 2014.
- [116] L. Tong and L. Tong, "Micro/Nanofibre Optical Sensors : Challenges and Prospects," *Sensors*, vol. 18, p. 903, Mar. 2018.
- [117] T. Wieduwilt, S. Brückner, and H. Bartelt, "High force measurement sensitivity with fiber Bragg gratings fabricated in uniform-waist fiber tapers," *Measurement Science and Technology*, vol. 22, no. 7, p. 075201, 2011.
- [118] J.-L. Kou, M. Ding, J. Feng, Y.-Q. Lu, F. Xu, G. Brambilla, J.-L. Kou, M. Ding, J. Feng, Y.-Q. Lu, F. Xu, and G. Brambilla, "Microfiber-Based Bragg Gratings for Sensing Applications : A Review," *Sensors*, vol. 12, pp. 8861–8876, June 2012.
- [119] J. Tian, S. Liu, W. Yu, and P. Deng, "Microfiber Bragg grating for temperature and strain sensing applications," *Photonic Sensors*, vol. 7, pp. 44–47, Mar. 2017.
- [120] W. Luo, H.-q. Cao, Y.-k. Dong, Y.-q. Lu, F. Xu, and G. Brambilla, "Evolution and spatial distribution of Brillouin backscattering associated to hybrid acoustic modes in sub-wavelength silica microfibers," *arXiv :1807.02774 [physics]*, July 2018. arXiv : 1807.02774.
- [121] Mallinder and Proctor, "Elastic constants of fused silica as a function of large tensile strain," *Phys. Chem. Glasses*, vol. 5, no. 4, pp. 91–103, 1964.
- [122] E. Suhir, "Predicted stresses and strains in fused biconical taper couplers subjected to tension," *Applied Optics*, vol. 32, pp. 3237–3240, June 1993.
- [123] S. Holleis, T. Hoinkes, C. Wuttke, P. Schneeweiss, and A. Rauschenbeutel, "Experimental stress-strain analysis of tapered silica optical fibers with nanofiber waist," *Applied Physics Letters*, vol. 104, p. 163109, Apr. 2014.
- [124] Krause, Testardi, and Thurston, "Deviations from linearity in the dependence of elongation on force for fibers of simple glass formers and of glass optical light-guides," *Physics and Chemistry of Glasses*, vol. 20, no. 6, pp. 135–139, 1979.
- [125] M. Niklès, *La diffusion Brillouin dans les fibres optiques*. PhD thesis, 1997.
- [126] Y. Tanaka and K. Ogusu, "Tensile-strain coefficient of resonance frequency of depolarized guided acoustic-wave Brillouin scattering," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 11, pp. 865–867, July 1999.
- [127] R. F. S. Hearmon, "Third-order elastic coefficients," *Acta Crystallographica*, vol. 6, pp. 331–340, Apr. 1953.
- [128] R. N. Thurston and K. Brugger, "Third-Order Elastic Constants and the Velocity of Small Amplitude Elastic Waves in Homogeneously Stressed Media," *Physical Review*, vol. 133, pp. A1604–A1610, Mar. 1964.
- [129] K. Brugger, "Thermodynamic Definition of Higher Order Elastic Coefficients," *Physical Review*, vol. 133, pp. A1611–A1612, Mar. 1964.
- [130] A. D. Volkov, A. I. Kokshaiskii, A. I. Korobov, and V. M. Prokhorov, "Second- and third-order elastic coefficients in polycrystalline aluminum alloy AMg6," *Acoustical Physics*, vol. 61, pp. 651–656, Nov. 2015.



- [131] A. H. Horn and C. R. Johnson, *Matrix analysis*. Cambridge university press, 1990.
- [132] E. H. Bogardus, "Third-Order Elastic Constants of Ge, MgO, and Fused SiO<sub>2</sub>," *Journal of Applied Physics*, vol. 36, pp. 2504–2513, Aug. 1965.
- [133] W. T. Yost and M. A. Breazeale, "Adiabatic third-order elastic constants of fused silica," *Journal of Applied Physics*, vol. 44, pp. 1909–1910, Apr. 1973.
- [134] Q. Wang, G. A. Saunders, H. B. Senin, and E. F. Lambson, "Temperature dependences of the third-order elastic constants and acoustic mode vibrational anharmonicity of vitreous silica," *Journal of Non-Crystalline Solids*, vol. 143, pp. 65–74, Jan. 1992.
- [135] M. Guerette, C. R. Kurkjian, S. Semjonov, and L. Huang, "Nonlinear Elasticity of Silica Glass," *Journal of the American Ceramic Society*, vol. 99, no. 3, pp. 841–848, 2015.



# TABLE DES FIGURES

1.1	(a) Schéma d'une fibre optique effilée contenant le microfil. (b) Image MEB de deux microfils croisés de 570 nm et 1100 nm de diamètre [3]. (c) Image MEB d'un microfil noué de 500 nm de diamètre sur un cheveu humain d'environ 60 $\mu\text{m}$ de diamètre [11]. . . . .	7
1.2	Tableau présentant les propriétés des microfils optiques et leurs applications respectives. Leon-Saval <i>et al.</i> [15], Warken <i>et al.</i> [20], Tong <i>et al.</i> [3], Murugan <i>et al.</i> [21]. . . . .	8
1.3	(a) Schéma d'un barreau de silice de rayon $a = d/2$ ( $d$ est le diamètre) et d'indice de réfraction $n_1$ entouré d'air d'indice $n_2$ . (b) Schéma correspondant au profil d'indice de réfraction du microfil. . . . .	10
1.4	Calcul des indices effectifs $n_{eff}$ des modes optiques (courbes colorées) se propageant dans un barreau de silice en fonction du diamètre $d$ normalisée à la longueur d'onde $\lambda_p$ et de la fréquence normalisée $V$ . En ligne pointillée, nous représentons le diamètre critique $d_c$ pour le guidage monomode. . . . .	11
1.5	Calcul des profils d'intensité du mode $HE_{11}$ dans un barreau de silice à la longueur d'onde $\lambda_p$ de 1550 nm pour un diamètre (a) 2 $\mu\text{m}$ et (b) 0,8 $\mu\text{m}$ . La fibre est représentée par le maillage en forme de cylindre. Le calcul de ces profils vient de [46]. . . . .	12
1.6	Fraction de puissance optique $\eta_c$ à l'intérieur du microfil de silice ( $n_1 = 1,44$ ) entouré d'air ( $n_2 = 1$ ) en fonction du diamètre $d$ normalisé à la longueur d'onde optique $\lambda_p$ . $d_c$ est le diamètre critique du guidage monomode/multimode (ligne pointillée). . . . .	13
1.7	Illustration de la propagation d'un mode optique (faisceau jaune) dans une fibre effilée. A : Le mode optique initial se propage dans la fibre SMF par l'interface coeur/gaine. B : L'aire du mode optique diminue avec la réduction du diamètre de la fibre au début de la transition. C : Le mode ne peut plus être supporté par le coeur de la fibre SMF et fuit dans la gaine. Cette phase correspond au diamètre de transfert $d_T$ . D : Le mode est guidé dans le microfil par l'interface gaine/air. Cette figure est issue de l'article [47], le champ évanescent n'est pas représenté. . . . .	13
1.8	(a) Calcul de l'aire effective du mode optique $HE_{11}$ (croix noires) en fonction du diamètre de la fibre optique. Les lignes rouge et bleue représentent respectivement l'aire du coeur dopé et de la gaine silice. (b) Calcul de la fraction de puissance optique dans coeur dopé germanium (croix rouges), gaine silice (croix bleues). . . . .	14

1.9	(a) Calcul de l'indice effectif de la famille du mode fondamental $LP_{01}$ et des ordres supérieurs $LP_{11}$ et $LP_{02}$ en fonction du diamètre de gaine de la SMF [46]. $d_T$ représente le diamètre de transfert entre le guidage coeur/gaine de la SMF vers le guidage gaine/air. (b) Indice effectif des modes $LP_{01}$ , $LP_{11}$ et $LP_{02}$ dans un microfil. Nous notons le diamètre de coupure en dessous duquel les modes $LP_{11}$ et $LP_{02}$ ne sont plus guidés. La longueur d'onde d'opération est $\lambda_p = 1550$ nm. . . . .	15
1.10	Schéma de principe de l'étirage d'une fibre optique standard (SMF-28). (a) État initial de la SMF-28 avant étirage et (b) état de la fibre après étirage. $r_0$ est le rayon de la fibre SMF-28. $r_{MF}$ est le rayon de la section <i>microfil</i> . $r(z)$ est la variation du rayon suivant l'axe $z$ le long des transitions. $L_{TR}$ et $L_{MF}$ sont les longueurs des <i>transitions</i> et <i>microfil</i> respectivement. $L_0$ représente la largeur initiale de la zone ramollie et $x$ représente l'élongation appliquée. . . . .	17
1.11	Schéma représentant la conservation du volume. $r_{MF}$ : rayon du microfil, $L$ : longueur de chauffe, $\delta r_{MF}$ , $\delta L$ et $\delta x$ sont les variations du rayon, longueur de chauffe et d'élongation respectivement à l'instant $t + \delta t$ . . . . .	18
1.12	Techniques d'étirage couramment utilisés. (a) Le four [59], (b) le laser CO <sub>2</sub> [33] et (c) la flamme [11]. . . . .	20
1.13	Processus d'étirage de la fibre optique avec la méthode du balayage par cycle à flamme fixe. En orange, nous représentons la zone de la fibre effilée qui évolue à chaque cycle $n$ . PLG et PLD désignent les platines de gauche et droite respectivement. Les flèches noire représente le sens du déplacement des platines. . . . .	21
1.14	Illustration de la décroissance du rayon $r$ de la fibre en fonction du cycle d'étirage $n$ pour un coefficient $R_o$ fixe. . . . .	22
1.15	(a) Calcul de l'évolution du rayon $r(n)$ , (b) de la longueur de chauffe $L(n)$ et (c) de l'écartement $x(n)$ en fonction du cycle $n$ pour une fibre de rayon de microfil visé de $0,5 \mu\text{m}$ sur une longueur de 40 mm. Les autres paramètres sont fixés $q = 2$ et $R_o = 0,93$ . . . . .	23
1.16	(a) Calcul du profil théorique de la transition $r(z)$ une fois la fibre effilée. (b) Profil théorique complet de la fibre effilée représentant le rayon $r(z)$ en fonction de la distance $z$ incluant le microfil (en rouge) et les transitions symétriques (en bleues). . . . .	24
1.17	Étapes par cycles de l'étirage d'une fibre. PLG et PLD sont les platines motorisées gauche et droite respectivement. $L(n)$ la longueur de chauffe au cycle $n$ et $\delta x(n)$ la variation de l'élongation de la fibre au cycle $n$ . . . . .	25
1.18	(a) Calcul de la trajectoire $x_g$ et $x_d$ balayée par les platines PLG et PLD respectivement pour étirer la fibre avec les dimensions souhaitées. (b) Zoom du petit encadré jaune en (a). A : demi-cycle <i>aller</i> . R : demi-cycle <i>retour</i> . . . . .	26
1.19	Calcul de l'évolution du rapport $dL/dx$ d'un profil d'une fibre effilée en fonction du cycle $n$ , (a) pour différentes valeurs de $q$ et $L_{MF} = 80$ mm, (b) pour différentes valeurs de $L_{MF}$ et $q=1$ . . . . .	27

1.20 (a) Photo du banc d'étirage des fibres optiques pour la fabrication des microfils optiques (b) Composants du banc de fabrication. PHD : Photodiode, RdL : labjack Redlab, PC : Ordinateur. . . . .	28
1.21 (a) Illustration de la position de la flamme par rapport à la fibre. (b) Photo de la flamme chauffant la fibre optique avant l'étirage. . . . .	28
1.22 Imagerie MEB de nos microfils optiques. (a) Imagerie MEB d'un microfil de diamètre 1,3 $\mu\text{m}$ (b) Imagerie d'un microfil de 2 $\mu\text{m}$ de diamètre sur lequel est inscrit au FIB un réseau de Bragg. (c) Microfil de capillaire de diamètre d'environ 2 $\mu\text{m}$ suspendu sur un diapason large de 300 $\mu\text{m}$ . (d) Section transverse d'un microfil de diamètre 2 $\mu\text{m}$ . (e) Nœud de diamètre 1 mm d'un microfil de diamètre 4 $\mu\text{m}$ . Ces images ont été prises à la centrale de technologie MIMENTO de l'institut FEMTO-ST. . . . .	29
1.23 Images prises au microscope binoculaire pour mesurer le diamètre le long de la fibre effilée. . . . .	31
1.24 Comparaison du profil de la fibre effilée calculé théoriquement (ligne bleue) avec le profil mesuré expérimentalement (croix rouges). (a) Microfil 1 pour un diamètre visé $d_{MF,visé}$ de 10 $\mu\text{m}$ sur une longueur $L_{MF,visé}$ de 40 mm. (b) Microfil 2 pour un diamètre visé $d_{MF,visé}$ de 15 $\mu\text{m}$ sur une longueur $L_{MF,visé}$ de 12 mm. Les encadrés sont des agrandissements au niveau du microfil. Les résultats expérimentaux sont référencés sur la Table 1.1. . . . .	31
1.25 Mesure AFM absolue (a) et relative (b) de la topographie de surface du microfil 1 de diamètre $d_{MF} = 4,6 \mu\text{m}$ . . . . .	33
1.26 Mesure AFM absolue (a) et relative (b) de la topographie de surface du microfil 4 de diamètre $d_{MF} = 1,6 \mu\text{m}$ . . . . .	34
1.27 Mesure expérimentale de la transmission normalisée à la sortie de la fibre en cours d'étirage en fonction du temps et de l'élongation. les zones A, B et C sont trois agrandissements du signal de transmission à des temps différents. . . . .	35
1.28 Statistique des pertes de transmission optique mesurées à la sortie des fibres effilées à la fin de la fabrication. . . . .	36
1.29 Spectrogramme expérimental issu de la mesure de transmission de la Fig.1.27, représentant la fréquence spatiale normalisée des battements de différents modes optiques avec le mode fondamental $HE_{11}$ , en fonction du temps et de l'élongation. En pointillé, les courbes théoriques sont représentées pour les modes $HE_{12}$ , $HE_{21}$ , $TE_{01}$ et $TM_{01}$ . . . . .	37
2.1 Représentation spectrale regroupant les différents types de diffusion (Raman, Brillouin, Rayleigh et ailes Rayleigh) avec les composantes Stokes et anti-Stokes à la fréquence d'excitation de l'onde incidente $\nu_p$ . . . . .	40
2.2 Schéma du processus de diffusion Brillouin. . . . .	41
2.3 Représentation des vecteurs d'ondes du processus de diffusion Brillouin dans une fibre optique. (a) rétrodiffusion. (b) Diffusion vers l'avant. . . . .	42
2.4 Illustration du spectre de diffusion Brillouin dans une fibre optique de type SMF-28 à la longueur d'onde optique de pompe de $\lambda_p = 1550 \text{ nm}$ . . . . .	42

2.5	Illustration des configurations <i>génération</i> et <i>amplification</i> de la rétrodiffusion Brillouin dans une fibre. . . . .	43
2.6	Représentation schématique des coordonnées cylindriques. $r$ la composante radiale, $\theta$ la composante azimutale et $z$ la composante axiale. $a$ est le diamètre du guide cylindrique. Les termes $T_{rr}$ , $T_{rz}$ et $T_{r\theta}$ sont les contraintes à la surface du guide. . . . .	47
2.7	Illustration d'une onde de compression (a) et de cisaillement (b). . . . .	48
2.8	(a) Diagramme de dispersion acoustique du vecteur d'onde $\beta_a$ en fonction de la fréquence $\nu = \omega_a/2\pi$ pour un diamètre de microfil de 1 $\mu\text{m}$ . En bleu, le mode $TR(2, 1)$ . En noir, les modes $L(0, m)$ . La droite horizontale définit l'accord de phase Brillouin $\beta_a = 2\beta_p$ . Les bandes de couleur jaune, verte et rouge correspondent aux pentes des vitesses des ondes acoustiques longitudinales, transversales, et Rayleigh respectivement. (b) Diagramme d'accord de phase des modes acoustiques représentés par le diamètre du microfil en fonction de la fréquence de décalage Brillouin $\nu_B$ . La bande jaune représente la branche de compression de l'onde acoustique. . . . .	50
2.9	(a) Calcul de l'évolution de l'indice effectif du mode $HE_{11}$ en fonction du diamètre du microfil. (b) Diagramme d'accord de phase des modes acoustiques représentés par le diamètre du microfil en fonction de la fréquence de décalage Brillouin $\nu_B$ et prenant en compte la dispersion optique. . . . .	51
2.10	(a) Maillage du microfil de silice de diamètre 1 $\mu\text{m}$ entouré d'air. (b) Calcul du mode optique fondamental $HE_{11}$ représenté par la densité de puissance optique. . . . .	53
2.11	Simulation numérique par éléments finis du diagramme d'accord de phase Brillouin représenté par le diamètre du microfil en fonction de la fréquence. La couleur rouge indique les maxima d'intensité. Nous indiquons la branche de compression de l'onde acoustique (en pointillé) et une des branches de cisaillement (en tiret). . . . .	53
2.12	(a) Spectre des ondes HAWs du modèle numérique au diamètre $d = 710$ nm. Identification des résonances correspondantes aux modes $L(0, 2)$ (a) et $L(0, 3)$ (b). Les profils sont calculés à partir de la formule analytique et représentés avec des déplacements exagérés. La fibre est représentée en "coupe" pour voir aussi bien la déformation en surface et à l'intérieur. . . . .	54
2.13	(a) Spectre des ondes SAWs du modèle numérique au diamètre $d = 710$ nm. Identification des résonances correspondantes aux modes $TR(2, 1)$ (a) et $L(0, 1)$ (b). Les profils sont calculés à partir de la formule analytique et représentés avec des déplacements exagérés. La fibre est représentée en "coupe" pour voir aussi bien la déformation en surface et à l'intérieur. . . . .	55
2.14	(a) Simulation numérique du spectre Brillouin le long d'une demi-fibre effilée. La couleur rouge correspond aux maxima d'intensité. (b) Spectre Brillouin intégré et normalisé sur la partie transition. (c) Spectre Brillouin intégré et normalisé sur la partie microfil de diamètre 1 $\mu\text{m}$ sur 20 mm. (d) Spectre Brillouin total intégré et normalisé sur tout le profil. . . . .	56

2.15 Schéma du montage expérimental de la détection hétérodyne. C : Coupleur, EDFA : Amplificateur fibre dopé Erbium, PM : Puissance-mètre, ESA : Analyseur de spectre électrique. . . . .	57
2.16 Spectre de rétrodiffusion Brillouin d'une fibre optique SMF-28. . . . .	59
2.17 Spectre expérimental mesuré à l'ESA d'un microfil de diamètre 850 nm. (a) Spectre Brillouin rétrodiffusé de la SMF (en bleu) et spectre Brillouin rétrodiffusé de la fibre effilée (FOE, en noir). (b), (c), (d) et (e) Zooms sur les résonances dues au microfil. En rouge, superposition d'un ajustement lorentzien. . . . .	59
2.18 (a) Evolution des branches acoustiques du spectre Brillouin en fonction du diamètre. (b) Calcul de la sensibilité $S = \partial v_k / \partial d$ pour chaque branche acoustique. La zone verte représente la sensibilité $\leq 1 \text{ MHz.nm}^{-1}$ . . . . .	63
2.19 Calcul d'intensité normalisée de la corrélation croisée entre différents spectres de rétrodiffusion Brillouin correspondant à des microfils de diamètre $a$ et $b$ . . . . .	64
2.20 (a) Spectres Brillouin expérimental (noir) et numérique (pointillés verts) d'un microfil optique de 780 nm de diamètre mesuré au MEB (image). (b,c,d) Zooms sur les fréquences Brillouin SAWs et HAWs et comparaison avec les simulations numériques pour un microfil optique de diamètre 780 nm (pointillés verts), 800 nm (pointillés bleus) et 810 nm (pointillés rouges). . . . .	65
2.21 (a) Spectres Brillouin expérimentaux (tracé blanc) superposés à la cartographie numérique d'accord de phase Brillouin normalisé en densité d'énergie en fonction du diamètre du microfil. (b) Comparaison entre les fréquences de décalages Brillouin expérimentales (points) et numériques (lignes). La hauteur des lignes verticales indique la sensibilité de la mesure. La plus longue est la moins sensible. . . . .	67
2.22 Représentation schématique de la variation du diamètre sur un microfil (a) dans un cas réel et (b) par un modèle triangulaire. . . . .	68
2.23 Mesures des variations du diamètre sur les microfils. (a) Spectre Brillouin expérimental (en noir) d'un microfil fabriqué dans les conditions classiques. Superposition du spectre Brillouin simulé (bleu pointillé) pour un diamètre de $1,19 \mu\text{m}$ et une estimation des irrégularités de $\pm 2\%$ . (b) Mesure MEB expérimentale du diamètre du microfil fabriqué dans les conditions classiques. (c) Spectre Brillouin expérimental (en noir) d'un microfil fabriqué dans les conditions perturbées. Superposition du spectre Brillouin simulé (bleu pointillé) pour un diamètre de $1,17 \mu\text{m}$ et une estimation des irrégularités de $\pm 6\%$ . (d) Mesure MEB expérimentale du diamètre du microfil dans les conditions perturbées. . . . .	69
2.24 Principe de fonctionnement de la mesure distribuée du spectre Brillouin par corrélation de phase. (a) Phases des ondes pompe et signal dans le temps. (b) Profil de l'intensité de l'onde acoustique autour du pic de corrélation dans le microfil. . . . .	71

2.25	Montage expérimental utilisé pour les mesures Brillouin distribuées à corrélation de phase. PRBS : séquence binaire pseudo aléatoire. EDFA : Amplificateur à fibre dopé Erbium. FBG : Filtre de Bragg. SOA : Amplificateur optique à semi-conducteur. PhD : Photodiode. . . . .	72
2.26	Mesure du spectre de gain Brillouin intégré en utilisant la technique pompe-sonde. Nous retrouvons une onde de surface (superposition du mode $TR(2, 1)$ et $L(0, 1)$ ) à 5,6 GHz et les ondes hybrides du mode $L(0, 2)$ à 8,8 GHz, $L(0, 3)$ à 9,65 GHz et $L(0, 4)$ à 11,45 GHz. . . . .	73
2.27	Mesures des spectres de gain Brillouin distribués par la technique de corrélation de phase, le long d'un microfil de silice pour les gammes de fréquence (a) 5,5-5,7 GHz, (b) 8,5-9,0 GHz, (c) 9,5-10 GHz, (d) 10,0-10,5 GHz, (e) 10,5-11 GHz, (f) 11,0-11,5 GHz. La position 0 cm est le centre de la fibre effilée. Les échelles de gain sont linéaires. . . . .	74
2.28	Simulations numériques de la densité d'énergie élastique. Les notations (a)-(f) indiquent les modes acoustiques mesurés sur les Figures 2.27(a-f). .	75
3.1	Illustration de la déformation d'une fibre optique effilée. (a) La fibre à l'état initial de longueur de microfil $L_{MF}$ , de transition $L_{TR}$ et de longueur totale $L_{Tot}$ entre les deux points de fixation. (b) Application d'un tension d'élongation provoquant un allongement $\Delta L_{Tot}$ de l'ensemble de la fibre. Le microfil et les transitions s'allongent respectivement d'une quantité $\delta L_{MF}$ et $\delta L_{TR}$ . . . . .	79
3.2	Modélisation de la fibre effilée pour un rayon de microfil $r_{MF}$ de 0,5 $\mu\text{m}$ sur une longueur $L_{MF}$ de 40 mm (croix rouges). La longueur des transitions $L_{TR}$ est de 59,7 mm (croix bleues) et la longueur totale de la fibre effilée $L_{Tot}$ est de 159,4 mm. Le pas d'échantillonnage $d_z$ entre chaque point est égal à 159,6 $\mu\text{m}$ . L'encadré représente un agrandissement sur les points d'échantillonnage. . . . .	81
3.3	Calcul de l'élongation de la fibre effilée (courbe noire), du microfil (courbe rouge) et des transitions (courbe bleue) en fonction de la force de tension appliquée. Le rayon du microfil est de 0,5 $\mu\text{m}$ sur une longueur de 40 mm, la longueur des transitions est de 59,7 mm chacune et la longueur totale de la fibre effilée est de 159,4 mm. . . . .	82
3.4	(a) Calcul de l'élongation du microfil (courbe rouge) et des transitions (courbe bleue) en fonction de l'élongation totale de la fibre effilée. (b) Calcul de la déformation du microfil et des transitions en fonction de la déformation de la fibre effilée. Le rayon du microfil est de 0,5 $\mu\text{m}$ sur une longueur de 40 mm, la longueur des transitions est de 59,7 mm chacune et la longueur totale de la fibre effilée est de 159,4 mm. . . . .	82
3.5	Schéma du protocole expérimental pour mesurer le rapport d'élongation du microfil. (a) Première étape consistant à allonger toute la fibre effilée et mesurer son élongation à la rupture. (b) Deuxième étape consistant à allonger uniquement le microfil d'un échantillon identique à l'étape 1, fixé avec de la colle UV, et mesurer son élongation à la rupture. . . . .	83
3.6	Schéma de l'expérience pour mesurer le spectre Brillouin en fonction de l'élongation de la fibre. . . . .	85



3.7	(a) Mesure du spectre Brillouin en fonction de l'élongation dans une fibre SMF-28. (b) Points expérimentaux de l'évolution du pic de fréquence Brillouin en fonction de la déformation. . . . .	85
3.8	Diagramme d'accord de phase Brillouin obtenu par la simulation numérique aux éléments finis. Le diamètre $d_{MF,1}$ vaut 660 nm et le diamètre $d_{MF,2}$ vaut 930 nm. . . . .	86
3.9	(a) En bas : Mesure du spectre de rétrodiffusion Brillouin pour la fibre de diamètre $d_{MF,1} = 660$ nm au repos. Les fréquences $\nu_B$ des modes acoustiques présents dans le microfil sont indiqués par des flèches noires. En haut : Mesure des spectres Brillouin en fonction de l'élongation $\Delta L_{Tot}$ de la fibre effilée. L'échelle des mesures expérimentales est logarithmique. La couleur rouge correspond au maximum d'intensité. (b) Tracé des points expérimentaux des fréquences Brillouin $\nu_B$ pour chaque mode en fonction de la déformation $\bar{\epsilon}_z^{MF}$ du microfil. Les coefficients de contrainte Brillouin sont extraits des mesures. Les droites pointillées représentent une approximation linéaire . . . . .	87
3.10	(a) En bas : Mesure du spectre de rétrodiffusion Brillouin pour la fibre de diamètre $d_{MF,2} = 930$ nm au repos. Les fréquences $\nu_B$ des modes acoustiques présents dans le microfil sont indiqués par des flèches noires. En haut : Mesure des spectres Brillouin en fonction de l'élongation $\Delta L_{Tot}$ de la fibre effilée. L'échelle des mesures expérimentales est logarithmique. La couleur rouge correspond au maximum d'intensité. (b) Tracé des points expérimentaux des fréquences Brillouin $\nu_B$ pour chaque mode en fonction de la déformation $\bar{\epsilon}_z^{MF}$ du microfil. Les coefficients de contrainte Brillouin sont extraits des mesures. Les droites pointillées représentent une approximation linéaire. . . . .	89
3.11	Graphique rassemblant les mesures expérimentales des coefficients normalisés $C_N$ pour chaque mode acoustique en fonction du diamètre du microfil. Les diamètres $d_{MF,1} = 660$ nm et $d_{MF,2} = 930$ nm sont indiqués sur le graphique. $C_L$ et $C_T$ sont respectivement les coefficients normalisés dans le cas d'une onde purement longitudinale et transverse. . . . .	90
3.12	Problème statique et dynamique. (a) Vue sur un plan de l'axe du microfil au repos (b) vue exagérée du microfil supportant une onde acoustique de surface (c) Microfil sous déformation longitudinale. Le milieu est étiré par le déplacement statique. (d) En régime linéaire, la solution dynamique est la même que le cas non-étiré. Cependant, la combinaison de la déformation statique et dynamique montre une longueur d'onde acoustique plus large due à l'élongation statique. . . . .	93
3.13	Résultats du modèle numérique (points noirs) comparés aux résultats expérimentaux pour les diamètres (a) $d_{MF,1} = 660$ nm et (b) $d_{MF,2} = 930$ nm. L'échelle des couleurs des mesures expérimentales est logarithmique. La couleur rouge correspond au maximum d'intensité. . . . .	97
3.14	Simulation numérique de l'évolution des spectres Brillouin dans chaque région de la fibre effilée en fonction de l'allongement $\Delta L_{Tot}$ de la fibre pour le diamètre (a) $d_{MF,1} = 660$ nm et (b) $d_{MF,2} = 930$ nm. La couleur rouge correspond au maximum d'intensité. . . . .	98

- B.1 Résultats du modèle analytique (points noirs) comparés aux résultats expérimentaux pour les diamètres (a)  $d_{MF,1} = 660$  nm et (b)  $d_{MF,2} = 930$  nm. L'échelle des couleurs des mesures expérimentales est logarithmique. La couleur rouge correspond aux maxima d'intensité. . . . . 129

# LISTE DES TABLES

1.1	Tableau récapitulatif de différentes mesures des microfils 1, 2 et 3. . . . .	32
1.2	(à gauche) Imagerie MEB d'un microfil de diamètre 1,594 $\mu\text{m}$ . (à droite) Tableau récapitulatif des mesures du diamètre moyen sur quatre échantillons et calcul de l'écart relatif à la théorie. . . . .	32
1.3	Tableau représentant des mesures de rugosité de surface de différents échantillons de microfils. . . . .	34
2.1	Tableau récapitulatif des fréquences observées sur le spectre de la Figure 2.17 du microfil de diamètre 850 nm. $f$ : localisation de la fréquence, $\nu_B$ : fréquence de décalage Brillouin et $\Delta\nu_B$ : largeur de raie Brillouin mesurée par une approximation lorentzienne. . . . .	60
2.2	Tableau récapitulatif des fréquences expérimentales Brillouin et la comparaison avec les fréquences des spectres théoriques aux diamètres 780 nm, 800 nm et 810 nm . . . . .	66
3.1	Mesures de l'élongation à la rupture pour différentes fibres A, B et C et comparaison au modèle théorique. $Ech$ : échantillon, $d_{MF}$ : diamètre du microfil mesuré au spectre Brillouin, $d_{MF,moy}$ : diamètre moyen entre les deux échantillons pour une même fibre, $L_{MF}$ : Longueur du microfil, $L_{Tot}$ : longueur de la fibre effilée, $\Delta L_{rupt}$ : élongation à la rupture de la fibre, $\bar{\epsilon}_{z,rupt}$ : déformation de la fibre ou du microfil, $R_{MF,exp}$ : contribution expérimentale de l'élongation du microfil, $R_{MF,the}$ : contribution théorique de l'élongation du microfil calculée par le modèle, $\delta R$ : erreur relative sur le rapport d'élongation théorie/expérience. . . . .	84
3.2	Tableau récapitulatif des coefficients de contrainte Brillouin mesurés pour différents modes acoustiques au diamètre $d_{MF,1} = 660$ nm. $\nu_B$ : la fréquence Brillouin, $\partial\nu_B/\partial\bar{\epsilon}_z$ : le coefficient de contrainte Brillouin, $C_N$ : le coefficient de contrainte normalisé. . . . .	88
3.3	Tableau récapitulatif des coefficients de contrainte Brillouin mesurés pour différents modes acoustiques au diamètre $d_{MF,2} = 930$ nm. $\nu_B$ : la fréquence Brillouin, $\partial\nu_B/\partial\bar{\epsilon}_z$ : le coefficient de contrainte Brillouin, $C_N$ : le coefficient de contrainte normalisé. Pour le mode $L(0, 2)$ , nous ne gardons que le premier coefficient jusqu'à 2% d'élongation du microfil. . . . .	88
3.4	Comparaison des valeurs du coefficient élastique du troisième ordre avec les travaux précédents. . . . .	95





## ANNEXES



# A

## EXPRESSION DU TENSEUR DES CONTRAINTES DYNAMIQUES

Dans cette annexe, nous expliquons comment nous arrivons à l'expression du tenseur des contraintes dynamiques  $\tilde{T}_{ij}$ . Nous rappelons l'équation générale des contraintes non-linéaires  $T_{ij}$ ,

$$T_{ij} = c_{ijkl}\epsilon_{kl} + \frac{1}{2}c_{ijklgr}\epsilon_{kl}\epsilon_{gr}.$$

En prenant l'exemple de la composante  $T_1$  (en notation de Voigt  $(rr, \theta\theta, zz) \leftrightarrow (1, 2, 3)$ ), celle-ci s'exprime sous la forme matricielle,

$$T_1 = \begin{pmatrix} c_{11}\epsilon_1 \\ c_{12}\epsilon_2 \\ c_{13}\epsilon_3 \\ \dots \\ c_{16}\epsilon_6 \end{pmatrix} + \frac{1}{2} \begin{pmatrix} c_{111}\epsilon_1\epsilon_1 & c_{112}\epsilon_1\epsilon_2 & c_{113}\epsilon_1\epsilon_3 & \dots & c_{116}\epsilon_1\epsilon_6 \\ c_{121}\epsilon_2\epsilon_1 & c_{122}\epsilon_2\epsilon_2 & c_{123}\epsilon_2\epsilon_3 & \dots & c_{126}\epsilon_2\epsilon_6 \\ c_{131}\epsilon_3\epsilon_1 & c_{132}\epsilon_3\epsilon_2 & c_{133}\epsilon_3\epsilon_3 & \dots & c_{136}\epsilon_3\epsilon_6 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ c_{161}\epsilon_6\epsilon_1 & c_{162}\epsilon_6\epsilon_2 & c_{163}\epsilon_6\epsilon_3 & \dots & c_{166}\epsilon_6\epsilon_6 \end{pmatrix}$$

Pour l'ensemble des termes non-diagonaux (comme illustrés en orange, rose ou bleu par exemple), les coefficients  $\frac{1}{2}$  s'additionnent lors du développement de la matrice. Pour les termes diagonaux comme  $c_{133}\epsilon_3\epsilon_3$  (en vert), nous notons que lors du développement, en remplaçant  $\epsilon_{kl} = \bar{\epsilon}_{kl} + \tilde{\epsilon}_{kl}$ , nous gardons que des couples croisés car nous devons avoir au moins un statique et un dynamique pour que la solution statique impacte la solution dynamique, ce qui donne ainsi,

$$\tilde{T}_{ij} = c_{ijkl}\tilde{\epsilon}_{kl} + \frac{1}{2}c_{ijklgr}(\bar{\epsilon}_{kl}\tilde{\epsilon}_{gr} + \tilde{\epsilon}_{kl}\bar{\epsilon}_{gr})$$

Comme seul le terme réduit d'indice "3" s'exprime, pour  $\tilde{T}_1$  la composante du terme diagonal sera

$$\frac{1}{2}c_{133}(\bar{\epsilon}_3\tilde{\epsilon}_3 + \tilde{\epsilon}_3\bar{\epsilon}_3) = c_{133}\bar{\epsilon}_3\tilde{\epsilon}_3.$$

Nous en concluons que l'expression générale de la contrainte dynamique lors d'une tension d'élongation suivant  $z$  est bien

$$\tilde{T}_{ij} = c_{ijkl}\tilde{\epsilon}_{kl} + c_{ijkl3}\tilde{\epsilon}_{kl}\bar{\epsilon}_3. \quad (\text{A.1})$$



# B

## CALCUL ANALYTIQUE DE LA NON-LINÉARITÉ ACOUSTIQUE

La résolution analytique de l'équation de propagation des ondes acoustiques dans un matériau isotrope, suppose que les vitesses longitudinales  $V_L$  et transverses  $V_T$  soient invariantes quel que soit l'axe de propagation.

En principe, dans le cas où le matériau subit une déformation  $\bar{\epsilon}_{zz}$  sous l'effet d'une contrainte axiale suivant  $z$ , il n'est plus possible de résoudre l'équation analytiquement puisque la structure de la silice acquiert une symétrie isotrope transverse. Cependant, les modes acoustiques en jeu ont de fortes propriétés de symétrie. Ainsi le déplacement résulte essentiellement de la superposition d'une onde de compression longitudinale et de cisaillement transversale. C'est à dire que la vitesse de l'onde acoustique longitudinale est essentiellement due à la compression dans l'axe  $z$  du microfil optique. De ce fait, c'est principalement le terme  $c'_{33}$  qui s'exprime. De même, le choix de  $c'_{44}$  suppose qu'il s'agit bien de cisaillement suivant ce même axe  $z$ . Par ce raisonnement nous pouvons faire les hypothèses suivantes que

$$V_L(\bar{\epsilon}_{zz}) = \sqrt{\frac{c'_{33} + c'_{333}\bar{\epsilon}_{zz}}{\rho}}, \quad (\text{B.1}) \quad V_T(\bar{\epsilon}_{zz}) = \sqrt{\frac{c'_{44} + c'_{443}\bar{\epsilon}_{zz}}{\rho}}, \quad (\text{B.2})$$

avec  $\rho$  la densité de la silice. Les termes  $c'_{443} = \frac{c_{111} - c_{112}}{4}$  et  $c'_{333} = c_{111}$  sont les composantes élastiques du troisième ordre. Les équations (B.1) et (B.2) montrent que les vitesses des ondes acoustiques se retrouvent augmentées sous l'effet d'une contrainte d'élongation. La rupture de symétrie empêche également l'utilisation des constantes de Lamé  $\lambda$  et  $\mu$ . Nous devons utiliser les coefficients élastiques du nouveau tenseur isotrope transverse dont nous rappelons l'expression

$$c'(\bar{\epsilon}_{zz}) = \begin{pmatrix} c'_{11}(\bar{\epsilon}_{zz}) & c'_{12}(\bar{\epsilon}_{zz}) & c'_{13}(\bar{\epsilon}_{zz}) & 0 & 0 & 0 \\ c'_{12}(\bar{\epsilon}_{zz}) & c'_{11}(\bar{\epsilon}_{zz}) & c'_{13}(\bar{\epsilon}_{zz}) & 0 & 0 & 0 \\ c'_{13}(\bar{\epsilon}_{zz}) & c'_{13}(\bar{\epsilon}_{zz}) & c'_{33}(\bar{\epsilon}_{zz}) & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c'_{44}(\bar{\epsilon}_{zz}) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c'_{44}(\bar{\epsilon}_{zz}) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{c'_{11}(\bar{\epsilon}_{zz}) - c'_{12}(\bar{\epsilon}_{zz})}{2} \end{pmatrix}.$$

L'équation de dispersion acoustique pour le calcul des fréquences Brillouin s'obtient par

l'annulation des contraintes sur la surface libre ( $r = a$ )<sup>1</sup>. En tenant compte du nouveau tenseur anisotrope  $c'$ , ces contraintes s'écrivent sous la forme suivante,

$$\begin{aligned} T_{rr}(r = a) &= c_{11} \frac{\partial u_r}{\partial r} + c_{12} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} + \frac{u_r}{r} \right) + c_{13} \frac{\partial u_z}{\partial z} = 0, \\ T_{r\theta}(r = a) &= \frac{c_{11} - c_{12}}{2} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial u_r}{\partial \theta} + \frac{\partial u_\theta}{\partial r} \right) = 0, \\ T_{rz}(r = a) &= c_{44} \left( \frac{\partial u_r}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial r} \right) = 0. \end{aligned}$$

Nous remarquons particulièrement que la contrainte  $T_{rr}$  fait intervenir le coefficient élastique  $c_{13}$ . Ce terme est important puisque c'est celui qui va jouer sur le durcissement transverse de notre microfil. En tenant compte de la solution statique, ces équations sont résolues à l'aide du logiciel Mathematica et Matlab en utilisant les mêmes coefficients

$$\begin{aligned} c'_{11} &= 78,5(1 + 2,74\bar{\epsilon}_{zz}) \text{ GPa}, \\ c'_{33} &= 78,5(1 + 7,36\bar{\epsilon}_{zz}) \text{ GPa}, \\ c'_{13} &= 16,1(1 + 13,35\bar{\epsilon}_{zz}) \text{ GPa}, \\ c'_{12} &= 16,1(1 + 2,68\bar{\epsilon}_{zz}) \text{ GPa}, \\ c'_{44} &= 31,2(1 + 2,74\bar{\epsilon}_{zz}) \text{ GPa}. \end{aligned}$$

Le résultat de ce calcul analytique avec la nouvelle symétrie est montré sur la Figure B.1 pour les microfils de diamètres  $d_{MF,1} = 660$  nm en (a) et  $d_{MF,2} = 930$  nm en (b).

La cartographie en fausses couleurs représente les résultats expérimentaux et les points noirs représentent les points théoriques calculés par le modèle analytique. Comme nous pouvons le voir, nous avons un très bon accord théorie-expérience dans les deux exemples. Ce résultat confirme notre hypothèse de départ sur l'approximation des ondes de compression et de cisaillement dans un solide isotrope transverse. Celle-ci reste valable tant que la symétrie du problème est préservée.

1. Nous rappelons que  $a$  est le rayon du cylindre. Les 3 équations sont similaires à celles du paragraphe 2.2.1.1, mais dans le régime nonlinéaire.

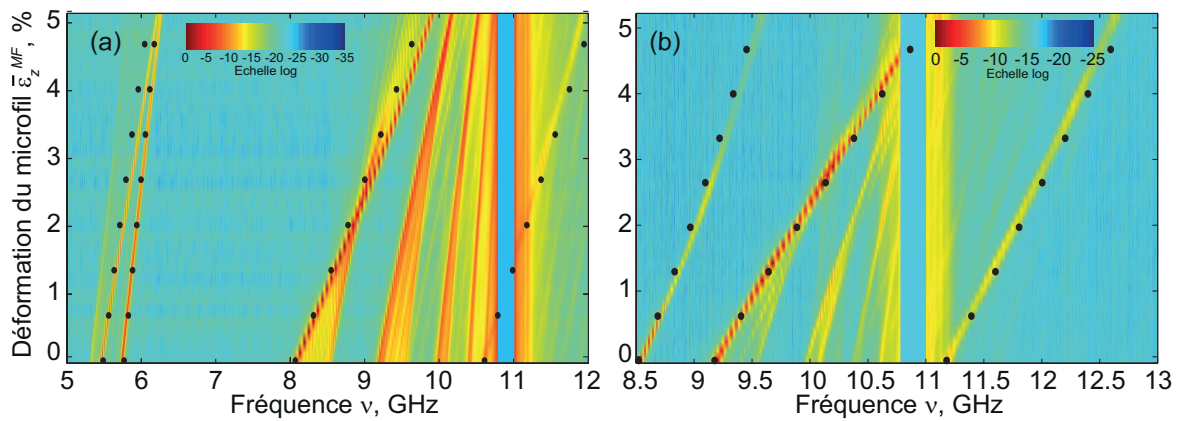


FIGURE B.1 – Résultats du modèle analytique (points noirs) comparés aux résultats expérimentaux pour les diamètres (a)  $d_{MF,1} = 660 \text{ nm}$  et (b)  $d_{MF,2} = 930 \text{ nm}$ . L'échelle des couleurs des mesures expérimentales est logarithmique. La couleur rouge correspond aux maxima d'intensité.



